

Benchmark-Experiment zur Verifikation von
Strahlungstransportrechnungen für die Dosimetrie in der Strahlentherapie

DISSERTATION

zur Erlangung des akademischen Grades
Doktoringenieur (Dr.-Ing.)

vorgelegt der Fakultät für Informatik und Automatisierung
der Technischen Universität Ilmenau

von
Dipl.-Ing. Franziska Renner
geboren am 20.09.1982 in Bernburg (Saale)

- Gutachter:
1. Prof. Dr.-Ing. habil. Jens Haueisen
(Technische Universität Ilmenau)
 2. Prof. Dr. Gisela Anton
(Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg)
 3. Dr. Ralf-Peter Kapsch
(Physikalisch-Technische Bundesanstalt Braunschweig)

Tag der Einreichung: 24. März 2014

Tag der wissenschaftlichen Aussprache: 02. Oktober 2014

Diese Dissertation entstand im Rahmen meiner Tätigkeit als wissenschaftliche Mitarbeiterin im Fachbereich Dosimetrie für die Strahlentherapie und Röntgendiagnostik der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt Braunschweig. Viele Kolleginnen und Kollegen haben mich bei dieser Arbeit unterstützt und dafür möchte ich mich bedanken.

Ein besonderer Dank gilt meinen Eltern, die mir das alles ermöglicht haben. Ich danke euch von Herzen.

Besonderer Dank gilt auch den lieben Menschen in meinem Leben, die mich durch ihre Freundschaft unterstützt haben. Danke, dass ihr da seid.

Zusammenfassung

Monte-Carlo-Simulationen gelten als das genaueste Lösungsverfahren für komplexe Fragestellungen des Strahlungstransports. Sie haben daher ein großes Potential genauere Dosisberechnungen im Bereich der Bestrahlungsplanung für die Strahlentherapie zu ermöglichen. Allerdings besteht ein Mangel an Informationen darüber, wie korrekt Ergebnisse von Monte-Carlo-Rechnungen bei absoluter Betrachtung sind. Eine praxisnahe Überprüfung der Rechnungen kann durch einen direkten Vergleich mit einem sog. Benchmark-Experiment erfolgen. Dabei ist auch die Unsicherheit zu betrachten, die jeweils dem Ergebnis des Experiments und der Rechnung beigeordnet ist, um einen aussagekräftigen Vergleich zwischen den Ergebnissen von Experiment und Simulation durchführen zu können.

Diese Arbeit stellt ein Benchmark-Experiment sowie dessen Ergebnis mit Angabe der Gesamtunsicherheit vor, das zur Überprüfung von Monte-Carlo-Programmen im Anwendungsbereich der Strahlentherapie verwendet werden kann. Das Experiment wurde so konzipiert, dass es Parallelen zur klinischen Strahlentherapie aufweist, u.a. hinsichtlich der eingesetzten Strahlung, der verwendeten Materialien und der Erfassung der Dosis. Da das Benchmark-Experiment einen absoluten Vergleich mit einem Simulationsergebnis ermöglichen sollte, war es nötig einen speziellen Forschungsbeschleuniger als Strahlungsquelle im Experiment zu verwenden. Die genaue Charakterisierung der Strahleigenschaften des Beschleunigers war Voraussetzung dafür, eine realitätsnahe Strahlungsquelle im Monte-Carlo-Programm definieren zu können. Die Charakterisierung der Quelle und Untersuchungen zum verwendeten Bremsstrahlungstarget sind ebenfalls Gegenstand der vorliegenden Arbeit.

Außerdem ist in dieser Arbeit die Überprüfung des etablierten Monte-Carlo-Programms EGSnrc anhand des Benchmark-Experiments dokumentiert. Es wird erläutert, wie das Benchmark-Experiment in EGSnrc nachgebildet wurde, welche Ergebnisse mit der Simulation erzielt wurden und wie die Unsicherheit der Simulation abgeschätzt wurde.

Die Ergebnisse und Erkenntnisse dieser Arbeit münden in eine Gegenüberstellung der Resultate des Benchmark-Experiments und der dazugehörigen EGSnrc-Rechnungen. Das Benchmark-Experiment und die entsprechenden Simulationen wurden mit zwei Ionisationskammern verschiedenen Typs durchgeführt. Die Simulationsresultate liegen in beiden Fällen im Mittel innerhalb des Bereiches, der durch das Ergebnis des Benchmark-Experiments mit einer Unsicherheit $< 0,7 \%$ vorgegeben ist. Für die Simulationen kann eine Unsicherheit $< 1,0 \%$ angegeben werden.

Abstract

Monte Carlo simulations are regarded as the most accurate method of solving complex problems of radiation transport. Therefore, they have great potential to realize more exact dose calculations for treatment planning in radiation therapy. However, there is a lack of information on how correct the results of Monte Carlo calculations are on an absolute basis. A practical verification of the calculations can be performed by direct comparison with a benchmark experiment. Thereby, the uncertainties of the experimental result and of the simulation also have to be considered to make a meaningful comparison between the experiment and the simulation possible.

This dissertation presents a benchmark experiment and its results, including the uncertainty, which can be used to test the accuracy of Monte Carlo calculations in the field of radiation therapy. The experiment was planned to have parallels to clinical radiation therapy, among other things, with respect to the radiation applied, the materials used and the manner of dose detection. The benchmark experiment aimed at an absolute comparison with a simulation result and because of this it was necessary to use a special research accelerator as a radiation source in the experiment. The accurate characterization of the accelerator beam was a precondition to define a realistic radiation source for the Monte Carlo simulation. Therefore, this work also deals with the characterization of the source and investigations regarding the X-ray target used.

Additionally, the dissertation contains the verification of the widely used Monte Carlo program EGSnrc by the benchmark experiment. The simulation of the experiment by EGSnrc, the results and the estimation of the uncertainty related to the simulation are documented in this work.

The results and findings of this dissertation end in a comparison between the results of the benchmark experiment and the corresponding calculations with EGSnrc. The benchmark experiment and the simulations were carried out for two different types of ionization chambers. The simulation results on average lie, for both cases, within the range which is set by the experimental result and its uncertainty $< 0.7\%$. The uncertainty of the EGSnrc calculation can be specified as $< 1.0\%$.

Inhaltsverzeichnis

ABBILDUNGSVERZEICHNIS.....	V
TABELLENVERZEICHNIS	VIII
ABKÜRZUNGEN UND SYMBOLE	IX
1 EINLEITUNG.....	1
1.1 MOTIVATION	1
1.2 VERIFIKATION VON MONTE-CARLO-RECHNUNGEN FÜR DIE DOSIMETRIE	3
1.3 SPEZIFIKATIONEN DES BENCHMARK-EXPERIMENTS	4
1.4 ÜBERBLICK ZUM INHALT DER VORLIEGENDEN ARBEIT.....	5
2 GRUNDLAGEN	7
2.1 DOSIMETRIE IN DER STRAHLENTHERAPIE	7
2.1.1 Grundlagen der Dosimetrie	7
2.1.2 Dosimetrie mit Ionisationskammern	8
2.1.3 Korrektionsfaktoren für die Dosimetrie mit Ionisationskammern.....	10
2.2 MONTE-CARLO-SIMULATION	17
2.2.1 Prinzip der Monte-Carlo-Simulation	17
2.2.2 Monte-Carlo-Berechnung der Energiedosis in EGSnrc.....	18
2.3 BERECHNUNG VON UNSICHERHEITEN.....	20
3 VORBEREITENDE ARBEITEN	25
3.1 MESSUNGEN AN KLINISCHEN BESCHLEUNIGERN	25
3.2 ÜBERARBEITUNG UND WEITERENTWICKLUNG EINES MAGNETSPEKTROMETERS.....	30
3.2.1 Grundlagen der Magnetspektrometrie	30
3.2.2 Verwendete Hardware	32
3.2.3 Ermittlung des Magnetfelds.....	34
3.2.4 Signalerfassung und -auswertung für die Energiebestimmung	40
3.3 UNTERSUCHUNG VON EINFLÜSSEN AUF DIE MONTE-CARLO-BERECHNUNG.....	44
4 AUFBAU UND DURCHFÜHRUNG DES BENCHMARK-EXPERIMENTS	54
4.1 ÜBERBLICK ZU BESTANDTEILEN UND ZUM AUFBAU DES EXPERIMENTS.....	54
4.2 DIE STRAHLUNGSQUELLE: DER PTB-FORSCHUNGSBESCHLEUNIGER	55
4.2.1 Aufbau der Experimental-Beamline und Betrieb des Beschleunigers.....	55
4.2.2 Erfassen von Strahlgeometrie und Pulsladung	56
4.2.3 Bestimmung der kinetischen Energie des Elektronenstrahls	57
4.3 TARGETDESIGN UND CHARAKTERISIERUNG	60
4.4 IONISATIONSKAMMERDOSIMETRIE	63
4.4.1 Aufbau des Dosismesssystems	63
4.4.2 Ermittlung relevanter Korrektionsfaktoren.....	65
4.5 MODELL DER MESSUNG FÜR DAS BENCHMARK-EXPERIMENT	72
5 ERSTELLEN DER MONTE-CARLO-SIMULATIONEN	75
5.1 ÜBERBLICK ZUR MONTE-CARLO-SIMULATION.....	75
5.2 ERARBEITUNG DER IONISATIONSKAMMERMODELLE.....	77
5.2.1 Erarbeitung der Kammermodelle für ⁶⁰ Co-Strahlung.....	77
5.2.2 Verwendung der Modelle in Photonenfeldern klinischer Beschleuniger	79
6 ERGEBNISSE UND DISKUSSION.....	82
6.1 ERGEBNISSE DER MODELLIERUNG DER IONISATIONSKAMMERN.....	82
6.1.1 Ergebnisse zur Erarbeitung der Kammermodelle für ⁶⁰ Co-Strahlung	82
6.1.2 Ergebnisse der Überprüfung der Modelle in klinischen Photonenfeldern.....	85

6.2	ERGEBNISSE DES BENCHMARK-EXPERIMENTS.....	87
6.2.1	Bestimmung der Strahlgeometrie und der Energie des Elektronenstrahls.....	87
6.2.2	Auswertung der Pulsladungs-Messungen mit den Strahlstrommonitoren.....	91
6.2.3	Auswertung der Messungen mit den Ionisationskammern.....	92
6.2.4	Zusammenfassung der experimentellen Ergebnisse.....	95
6.3	VERGLEICH ZWISCHEN DEN MONTE-CARLO-ERGEBNISSEN UND DEN RESULTATEN DES BENCHMARK-EXPERIMENTS.....	99
6.3.1	Monte-Carlo-Rechnungen und Benchmark-Experiment für die HRK2.....	99
6.3.2	Monte-Carlo-Rechnungen und Benchmark-Experiment für die HRK3.....	102
7	ZUSAMMENFASSUNG UND AUSBLICK.....	104
	LITERATURVERZEICHNIS	XIV
A	ANHANG	XXI
A.1	ABMESSUNGEN FÜR DAS MODELL DER HRK2.....	XXI
A.2	ABMESSUNGEN FÜR DAS MODELL DER HRK3.....	XXII
B	ANHANG	XXIII
B.1	EXPERIMENTELLES ERGEBNIS MIT UNSICHERHEITSBUDGET FÜR DIE HRK2.....	XXIII
B.2	EXPERIMENTELLES ERGEBNIS MIT UNSICHERHEITSBUDGET FÜR DIE HRK3.....	XXIV

Abbildungsverzeichnis

Abbildung 1.1:	Relativer jährlicher Anteil an der Gesamtanzahl von Publikationen für den Zeitraum 1990 bis 2013 zu den Themen „Bestrahlungsplanung“ und „Monte Carlo“	2
Abbildung 2.1:	Prinzip der Ionisationskammer	8
Abbildung 2.2:	Darstellung zu den Bezugsbedingungen bei der Kalibrierung einer Ionisationskammer für die Dosimetrie in der Strahlentherapie.....	9
Abbildung 2.3:	Grafische Darstellung der Normalverteilung	22
Abbildung 2.4:	Grafische Darstellung der Rechteckverteilung	23
Abbildung 3.1:	Geometrische Referenzbedingungen für die Messung der Wasser-Energiedosis bei Photonen- und Elektronenstrahlung aus Beschleunigern	26
Abbildung 3.2:	Jaffé-Plot für die HRK2 bei 6 MV	29
Abbildung 3.3:	Grafische Veranschaulichung der Zwei-Spannungsmethode	30
Abbildung 3.4:	Funktionsprinzip der Hall-Sonde (Abbildung nach [Mic06])	32
Abbildung 3.5:	Aufbau zur Magnetspektrometrie.....	33
Abbildung 3.6:	Skizze und Berechnungsvorschrift zur Bestimmung der Divergenz des Elektronenstrahls δ	34
Abbildung 3.7:	Skizze und Berechnungsvorschrift zur Bestimmung des horizontalen (φ) bzw. vertikalen (θ) Eintrittswinkels in das Spektrometer	34
Abbildung 3.8:	Relativer Verlauf der magnetischen Flussdichte zwischen den Polen des Magnetspektrometers entlang der Referenzbahn mit Radius 170 mm unter Berücksichtigung der Randbereiche	35
Abbildung 3.9:	Verlauf der Geraden, die angewendet wurde, um die Anzeige des Hall-Messsystems im Vergleich zur Anzeige des NMR-Systems zu korrigieren	35
Abbildung 3.10:	Die mittlere Ebene des Messpunktrasters, welches verwendet wurde, um das Magnetfeld innerhalb des Spektrometers an diskreten Punkten zu erfassen	36
Abbildung 3.11:	Zusammenhang zwischen Spektrometerstrom und magnetischer Flussdichte ...	38
Abbildung 3.12:	Veranschaulichung der Ergebnisse von Messungen mit und ohne Edelstahl-Materialproben im Spektrometer	39
Abbildung 3.13:	Veranschaulichung der Signalerfassung am Drahtscanner am Beispiel des Sweeping	42
Abbildung 3.14:	Relative Änderung der Luft-Energiedosis \bar{D}_K bei Variation der Transport-Parameter in EGSnrc	46
Abbildung 3.15:	Rotationssymmetrisches Modell für EGSnrc, welches verwendet wurde, um den Einfluss von Geometrie, Material und Strahlungsquelle auf die Dosisberechnung zu untersuchen	49
Abbildung 3.16:	Betrachtungen bezüglich der Zusammensetzung W/Cu und Dichte des Bremsstrahlungstargets aus Wolfram-Kupfer	51
Abbildung 3.17:	Einfluss der Dicke des Bremsstrahlungstargets auf die im Zielvolumen deponierte Energiedosis.....	52
Abbildung 3.18:	Betrachtungen bezüglich verschiedener Elektronenenergien, die auf das Bremsstrahlungstarget treffen und welche relative Energiedosis dabei im Zielvolumen deponiert wurde	53
Abbildung 4.1:	Die Experimental-Beamline mit Geräten zur Strahldiagnose	55
Abbildung 4.2:	Die Signale des Drahtscanners in Abhängigkeit von dessen Position, welche am Ausgang des Spektrometers zu Beginn des Benchmark-Experiments mit der HRK2 aufgenommen wurden	58
Abbildung 4.3:	Relative Photonen- und Elektronenfluenz hinter einem Wolfram-Kupfer-Target mit einer Zusammensetzung 72/28 und einer Dichte von 14,42 g/cm ³ in Abhängigkeit von der Dicke des Targets	61

Abbildung 4.4:	Tiefendosiskurven simuliert mit <code>dosrz</code>	62
Abbildung 4.5:	Dosisverteilung in der Ebene senkrecht zum Zentralstrahl, die in der Messtiefe der Ionisationskammer liegt	62
Abbildung 4.6:	Der experimentelle Aufbau für die Dosismessung hinter der Experimental-Beamline	63
Abbildung 4.7:	Die 2 cm starke PMMA-Platte, die zur Aufnahme des Kammerhalters (Einsatz aus PMMA) diente, ist hier mit dem Kammerhalter inklusive Kammer für die HRK2 zu sehen	65
Abbildung 4.8:	Die verwendeten Graphithohlraumkammern	65
Abbildung 4.9:	Zusammenhang $k_s = f(r)$ für die HRK2	70
Abbildung 4.10:	Vergleich von Werten für die Sättigungskorrektur für eine Messung mit der HRK2 am Forschungsbeschleuniger	70
Abbildung 4.11:	Mögliche Positionen der HRK2 im Feldquerschnitt	71
Abbildung 4.12:	Signal der Ionisationskammer im Verlauf der Verarbeitung durch das Messsystem	73
Abbildung 5.1:	Die Geometrie für das Benchmark-Experiment	76
Abbildung 5.2:	Das einfache rotationssymmetrische Kammermodell (rechts), das für MC-Rechnungen in <code>cavrz</code> und <code>tutor7pp*</code> verwendet wurde	78
Abbildung 5.3:	Veranschaulichung der Volumina und der jeweils beigeordneten Unsicherheiten für die realen Kammern und die Modelle der beiden HRKs (links: HRK2, rechts: HRK3)	80
Abbildung 6.1:	Einfluss der Form der Zentralelektrode, der Verwendung genauer Maßzahlen und der Modellierung des Kammerstiels auf den mit <code>tutor7pp*</code> berechneten Wert der Luft-Energiedosis für die HRK2	82
Abbildung 6.2:	Das Verhältnis berechneter Werte der Luft-Energiedosis im ^{60}Co -Feld für die Kammermodelle von HRK3 und HRK2 im Vergleich zu dem Verhältnis entsprechender experimenteller Werte	83
Abbildung 6.3:	Schnitt durch das Kammermodell der HRK2 und Auszug aus den Konstruktionsunterlagen zur HRK2	84
Abbildung 6.4:	Schnitt durch das Kammermodell der HRK3 und Auszug aus der Konstruktionsunterlagen zur HRK3	85
Abbildung 6.5:	Faktoren $N_{Q,6MV}$ für die HRK2, die einerseits auf Grundlage experimenteller Messungen und andererseits aus MC-Simulationen bestimmt wurden	86
Abbildung 6.6:	Faktoren $N_{Q,6MV}$ für die HRK3, die einerseits auf Grundlage experimenteller Messungen und andererseits aus MC-Simulationen bestimmt wurden	86
Abbildung 6.7:	Strahlprofile, die für den horizontalen Strahlquerschnitt am targetnahen Profiler aufgezeichnet wurden	88
Abbildung 6.8:	Strahlprofile, die für den vertikalen Strahlquerschnitt am targetnahen Profiler aufgezeichnet wurden	88
Abbildung 6.9:	Beispiel für ein Histogramm wie es aus den Ergebnissen des Algorithmus zur Energiebestimmung ermittelt wurde, wobei Einflüsse möglicher Unsicherheiten mit berücksichtigt wurden	90
Abbildung 6.10:	Die Entwicklung der relativen mittleren Pulsladung während des Benchmark-Experiments mit der HRK2	91
Abbildung 6.11:	Das Verhältnis aus Kammerstrom und Signal des targetnahen Strommonitors (ICT) für mehrere Messungen in Abhängigkeit von der Polarität der Kammerspannung	93
Abbildung 6.12:	Veranschaulichung der Korrelation zwischen mittlerem Kammerstrom und Pulsladung des targetnahen Strommonitors	94
Abbildung 6.13:	Die relative Höhe des Kammersignals in Abhängigkeit von der Positionierung der HRK2 in der Tiefe des PMMA-Phantoms	94

Abbildung 6.14: Das Ergebnis des Benchmark-Experiments mit der HRK2 im direkten Vergleich mit Ergebnissen von entsprechenden MC-Simulationen mit der HRK2	101
Abbildung 6.15: Das Ergebnis des Benchmark-Experiments mit der HRK3 im direkten Vergleich mit einem Ergebnis einer entsprechenden MC-Simulation mit der HRK3	102

Tabellenverzeichnis

Tabelle 1.1:	Experimente zur absoluten Überprüfung von EGS4 bzw. EGSnrc im Überblick	4
Tabelle 2.1:	EGSnrc Algorithmen (sog. user codes)	18
Tabelle 3.1:	Einige Spezifikationen des Magnetspektrometers laut Herstellerangaben	32
Tabelle 3.2:	Unsicherheitsbudget für die magnetische Flussdichte	40
Tabelle 3.3:	Eingabeparameter für den Algorithmus zur Energiebestimmung	41
Tabelle 3.4:	Beispiele für Transport-Parameter in EGSnrc	45
Tabelle 3.5:	Unsicherheitsbudget zum Einfluss der Wechselwirkungsquerschnitte auf die Luft-Energiedosis	49
Tabelle 3.6:	Spezifikationen des Wolfram-Kupfer-Targets	51
Tabelle 4.1:	Verwendete Unsicherheiten zu den Eingangsgrößen des Algorithmus zur Energiebestimmung	60
Tabelle 5.1:	Volumina der in Frage kommenden Kammermodelle und der realen Kammern (Primärnormale) mit Angabe der jeweiligen Standardunsicherheiten	79
Tabelle 6.1:	Mittelwerte und Standardabweichungen für die Gaußkurven, die an die Histogramme angepasst wurden, die mit den Ergebnissen des Algorithmus zur Energiebestimmung erstellt wurden	90
Tabelle 6.2:	Die Größen, die in das Modell der Auswertung eingehen und wie diese ermittelt wurden	97
Tabelle 6.3:	Auswertung des Benchmark-Experiments mit der HRK2 inklusive Auszug aus dem Unsicherheitsbudget	98
Tabelle 6.4:	Auswertung des Benchmark-Experiments mit der HRK3 inklusive Auszug aus dem Unsicherheitsbudget	98

Abkürzungen und Symbole

AE	untere Grenze der Abschneideenergie für Strahlungstransport geladener Teilchen im Zusammenhang mit der Materialdefinition (PEGS4-Code)
AP	untere Grenze der Abschneideenergie für Photonentransport (PEGS4-Code)
a	untere Intervallgrenze
BPM	Beam Position Monitor
b	obere Intervallgrenze
\overline{AB}	Abstand zwischen Strahlprofilmonitoren A und B
B	magnetische Flussdichte
B_{Hall}	Magnetische Flussdichte gemessen mit Hall-Sonde
B_{NMR}	magnetische Flussdichte gemessen mit NMR-Sonde
$B_{\text{NMR,flex,ref}}$	aktuell mit einer flexiblen Sonde im Spektrometer gemessene magnetische Flussdichte an einer Referenzposition
$B(x,y,z)$	magnetische Flussdichte an den Punkten eines Messrasters
Co, ^{60}Co	$^{60}\text{Cobalt}$ (-Strahlung)
c	Halbwertsbreite einer Rechteckverteilung
c_0	Vakuum-Lichtgeschwindigkeit
c_i	Empfindlichkeitskoeffizienten
δ	horizontale Divergenz des Elektronenstrahls
d	effektiver Elektrodenabstand einer Ionisationskammer
d_A, d_B	Querschnitte des Elektronenstrahls an Strahlprofilmonitor A und B
D	Energiedosis
\overline{D}	mittlere Energiedosis
$\overline{D}_{\text{EGS}}$	mittlere Energiedosis bestimmt durch Simulation mit EGSnrc
D_{ges}	gesamte Energiedosis verursacht durch die mit EGSnrc simulierten Teilchen
\overline{D}_{K}	mittlere Luft-Energiedosis im Hohlraum einer Ionisationskammer
$\overline{D}_{\text{K},Q}$	mittlere Luft-Energiedosis im Hohlraum einer Ionisationskammer für Strahlungsqualität Q
$\overline{D}_{\text{K},0}$	mittlere Luft-Energiedosis im Hohlraum einer Ionisationskammer berechnet mit Standardeinstellungen für Transport-Parameter in einer MC-Rechnung
D_{W}	Wasser-Energiedosis
\overline{D}_{W}	mittlere Wasser-Energiedosis
ECUT	Abschneideenergie für den Transport von Elektronen (als Transport-Parameter)
EGS	Electron Gamma Shower
ε	Effizienz der Monte-Carlo-Simulation

e	Elementarladung
E	Energie oder Strahlungsqualität für Elektronenstrahlung (kontextabhängig)
\overline{E}	mittlere absorbierte Energie
$\overline{E}_{\text{EGS}}$	mittlere absorbierte Energie bestimmt durch Simulation mit EGSnrc
E_{kin}	kinetische Energie von Elektronen
FFF	Flattening Filter Free
FWHM	Full width at Half Maximum (engl.); Halbwertsbreite
f_a	Abtastfrequenz
GUM	Guide to the Expression of Uncertainty in Measurement
γ_p	gyromagnetischer Koeffizient (für Protonen im Wassermolekül)
HRK(s)	Graphithohlraumkammer(n)
HRK2, HRK3	Bezeichnung für die beiden verwendeten Graphithohlraumkammern
ICT	Integrating Current Transformer
IMRT	Intensity Modulated Radiation Therapy
i, j	Index
I	Strom
I_K	(mittlerer) Kammerstrom
$I_{K,i}$	diskrete Stromwerte des Kammerstroms
\overline{I}_K	Mittelwert der diskreten Stromwerte des Ionisationskammerstroms
$I_{K,\text{norm}}$	auf die Pulsladung normierter Ionisationskammerstrom
$I_{\text{Spektrometer}}$	Spektrometerstrom
k	Erweiterungsfaktor
k_p	Erweiterungsfaktor entsprechend einer Überdeckungswahrscheinlichkeit p
k_{FC}	Korrektionsfaktor für die Sammeleffizienz des Faraday-Cup
k_{Feld}	Korrektionsfaktor für den Einfluss der Lage der Verteilung des Felds bezüglich der Ionisationskammer in der Messebene
$k_{\text{flex,starr}}$	Korrektionsfaktor für eine Abweichung zwischen den Anzeigen der flexiblen NMR-Sonde und der starren NMR-Sonde
k_h	Korrektionsfaktor für den Einfluss der Luftfeuchte
$k_{\text{Hall,rel}}(x;y;z)$	positionsabhängige Faktoren zur Beschreibung der relativen Verteilung der magnetischen Flussdichte an den Punkten des Messrasters innerhalb des Spektrometers
k_i	Korrektionsfaktor, allgemeine Bezeichnung
k_{NMR}	Kalibrierfaktor für die starre NMR-Sonde
k_p	Erweiterungsfaktor zur Überdeckungswahrscheinlichkeit p
k_{Pol}	Korrektionsfaktor für den Einfluss des Polaritätseffektes

k_{PosE}	Korrektionsfaktor für den Einfluss der Positionierung der Ionisationskammer in der Messebene im Phantom
k_{PosHall}	Korrektionsfaktor für den Einfluss der Positionierung der Hall-Sonde
k_{PosT}	Korrektionsfaktor für den Einfluss der Positionierung der Ionisationskammer in der Phantomtiefe
k_Q	Korrektionsfaktor für den Einfluss der Strahlungsqualität
k'_Q, k''_Q	Teilfaktoren zum Faktor k_Q
k_ρ	Korrektionsfaktor für den Einfluss der Luftdichte
$k_{\text{ref,Z}}$	Faktor zur Umrechnung der magnetischen Flussdichte an der Referenzposition auf die Anzeige an der zentralen Position im Spektrometer
k_S	Korrektionsfaktor für den Einfluss unvollständiger Sättigung
k_{stem}	Korrektionsfaktor für den Einfluss des Kammerstiels
k_{VK}	Korrektionsfaktor für den Einfluss des Materials der Vakuumkammer
k_{Vol}	Korrektionsfaktor für den Einfluss des Volumeneffektes
LVDT	Linear Variable Differential Transformer
MC	Monte Carlo
MIT	Massachusetts Institute of Technology
μ	Erwartungswert einer Verteilung
μ_r	relative magnetische Permeabilität
$\mu_{\text{Luft}}, \mu_{\text{Vakuum}}$	relative magnetische Permeabilität der Luft bzw. von Vakuum
m	Masse
m_0	Ruhemasse des Elektrons
m_1	Anstieg einer Geraden
M	Anzeige der Ionisationskammer
M_0	Nullanzeige der Ionisationskammer
M_1, M_2	Anzeigen einer Ionisationskammer bei verschiedenen Polaritäten der Kammerspannung
M_{10}, M_{20}	Anzeige eines Dosimeters in 10 cm bzw. 20 cm Tiefe im Wasserphantom
M_{HRK}	Anzeige der Graphithohlraumkammer
M_{Mon}	Anzeige der Monitorkammer
M_{NE2571}	Anzeige der Farmerkammer vom Typ NE2571
M_S	Kammeranzeige bei unendlich hoher Kammerspannung (extrapolierter Wert)
M_U	Kammeranzeige für verschiedene Kammerspannungen U
NEC	National Electrostatics Corporation
NMR	Nuclear Magnetic Resonance
ν, ν_i	Freiheitsgrad
ν_{eff}	effektiver Freiheitsgrad

n	Anzahl von Zufallszahlen
N	Kalibrierfaktor oder Anzahl (kontextabhängig)
N_a	Anzahl von Abtastwerten
N_{Co}	Kalibrierfaktor für Ionisationskammer im ^{60}Co -Strahlungsfeld
$N_{Co,NE2571}$	Kalibrierfaktor für Ionisationskammer NE2571 im ^{60}Co -Strahlungsfeld
N_e	Anzahl der Elektronen
N_{EGS}	Anzahl der erzeugten Teilchen der Strahlungsquelle in EGSnrc
N_{Mon}	Kalibrierfaktor für die Monitorkammer
N_Q, N_{Q_0}	strahlungsqualitätsabhängiger Faktor
$N_{6MV},$ $N_{10MV},$ N_{15MV}	strahlungsqualitätsabhängige Faktoren für drei verschiedene Qualitäten von Photonenstrahlung eines klinischen Beschleunigers
$N_{Q,6MV}$	Verhältnis N_Q zu N_{6MV}
ω_p	Präzessionsfrequenz magnetischer Kernmomente
PCUT	Abschneideenergie für den Transport von Photonen (als Transport-Parameter)
PMMA	Polymethylmethacrylat
PTB	Physikalisch-Technische Bundesanstalt
φ	horizontaler Eintrittswinkel in das Magnetspektrometer
Φ	Normierungsgröße der Monte-Carlo-Simulation
p	Luftdruck oder Überdeckungswahrscheinlichkeit (kontextabhängig)
p_0	Luftdruck bei Bezugsbedingungen, Normaldruck
p_Q, p_{Co}	Feldstörungskorrektionsfaktor für Strahlungsqualität Q bzw. ^{60}Co
prf	Pulswiederholfrequenz des Beschleunigers
Q	Ladung oder Strahlungsqualität bei Photonenstrahlung (kontextabhängig)
Q_0	Referenzstrahlungsqualität
Q_{ICT}	Pulsladung laut Strommonitor (ICT)
Q_P	Pulsladung
ρ	Dichte
ρ_{dry}	Luftdichte trockener Luft
ρ_{moist}	Luftdichte feuchter Luft
r	Ladungsdichte pro Puls oder Bahnradius für Elektron(en) (kontextabhängig)
$r(x_i, x_j)$	Korrelationskoeffizient für zwei Eingangsgrößen x_i und x_j
R	Ansprechvermögen
R_S	spezifische Gaskonstante der Luft
SSD	Source Surface Distance
σ	Standardabweichung
s	experimentelle Standardabweichung

s^2	(experimentelle) Varianz
$s_{w,a}$	Verhältnis der Massen-Stoßbremsvermögen von Wasser und Luft
TPR	Tissue Phantom Ratio
TRK	Transmissionskammer
θ	vertikaler Eintrittswinkel in das Magnetspektrometer
t	Zeit (-punkt)
t_0	Startzeitpunkt
t_a	Zeit zwischen Abtastungen
$t_p(v), t_p(v_{\text{eff}})$	t -Faktor zum Freiheitsgrad v bzw. v_{eff} entsprechend einer Überdeckungswahrscheinlichkeit p bei Vorliegen einer t -Verteilung
T	Temperatur oder Zeit für Monte-Carlo-Simulation (kontextabhängig)
T_0	Temperatur bei Bezugsbedingungen, Normaltemperatur
UE	obere Grenze der Abschneideenergie für Strahlungstransport geladener Teilchen (PEGS4-Code)
UP	obere Grenze der Abschneideenergie für Photonentransport (PEGS4-Code)
u	Standardunsicherheit
$u(x_i, x_j)$	Kovarianz der Eingangsgrößen x_i und x_j
u_c	kombinierte Standardunsicherheit
U	Kammerspannung oder erweiterte Unsicherheit (kontextabhängig)
U_{Hall}	Hall-Spannung
U_p	erweiterte Unsicherheit zur Überdeckungswahrscheinlichkeit p
V	Volumen
W	mittlere Energie zur Erzeugung eines Ionenpaares in Luft
x_i, x_j	Schätzwert für Eingangsgrößen
X_i	Eingangsgrößen
$\overline{X_i}$	arithmetischer Mittelwert der Eingangsgröße X_i
y	Schätzwert der Messgröße
y_0	Schnittpunkt einer Geraden mit der y-Achse
Y	Messgröße
Z	Ordnungszahl

1 Einleitung

1.1 Motivation

In kurzfristigen Prognosen der Krebsmortalität in Deutschland bis 2015 [Hab12] ist angegeben, dass im Jahr 2010 etwa ein Viertel aller Sterbefälle in Deutschland auf Krebs zurückzuführen war. Die Beobachtungen zeigen seit den 90er Jahren einen leicht steigenden Trend der Krebsmortalität, der sich aufgrund der demografischen Entwicklung vermutlich weiter fortsetzen wird. Bösartige Neubildungen werden daher auch in Zukunft eine bedeutende Rolle im Gesundheitswesen spielen. Zur Behandlung von Krebserkrankungen kommen Chirurgie, Chemotherapie oder Strahlentherapie in Frage, wobei die Methoden auch in Kombination angewandt werden. Die Strahlentherapie ist Bestandteil oder sogar alleinige Behandlungsmethode bei etwa der Hälfte aller dauerhaften Tumorheilungen [Kre12]. Der größte Teil der Strahlentherapien erfolgt von außen (perkutan) mit hochenergetischer Strahlung, die mit Linearbeschleunigern erzeugt wird. Dieses Verfahren wird auch als externe Strahlentherapie oder Teletherapie bezeichnet. Hierbei wird durch die ionisierende Strahlung Energie in den Tumorzellen deponiert und damit werden Wechselwirkungsprozesse ausgelöst, die Zellschäden im Tumor hervorrufen, wie zum Beispiel DNA-Doppelstrangbrüche. Ein irreparabler Zellschaden führt dazu, dass die Tumorzelle abstirbt. Ziel der Strahlentherapie ist es daher, Krebszellen möglichst stark zu schädigen, gleichzeitig aber gesundes Gewebe zu schonen. Um dies zu erreichen muss eine Strahlentherapiebehandlung vorab unter diesem Gesichtspunkt geplant werden. Im Zuge dieser Bestrahlungsplanung wird eine optimale Verteilung der Energiedeposition im Gewebe, die sog. Dosisverteilung, festgelegt. An die Genauigkeit bei der Applikation dieser Dosisverteilung werden hohe Anforderungen gestellt. Für die Teletherapie wird eine Genauigkeit von $\pm 5\%$ der applizierten Dosis im Zielvolumen als notwendig erachtet, um den Tumor erfolgreich bekämpfen zu können [ICR76; Cun84]. Zur Bestrahlungsplanung gibt es spezielle Programme, die die Dosisverteilung berechnen. Die Berechnung muss noch genauer sein als die genannten $\pm 5\%$, da die Dosisberechnung allein nur eine von mehreren Quellen für Ungenauigkeiten bei der Therapie mit Beschleunigern ist. In der Regel erfolgt die Berechnung der Dosisverteilung mit Hilfe von analytischen Verfahren, wie Nadelstrahl- oder Superpositionsalgorithmen, wobei Vereinfachungen bzw. Näherungen für reale Bedingungen vorgenommen werden. In einigen Fällen, wo eine Bestrahlung in Bereichen erfolgt, die starke Inhomogenitäten aufweisen, treten dabei laut [DKF13] Fehler bei der Dosisberechnung von über 10 %, nach [Bor02] sogar von bis zu 25 % auf. Dies ist für eine erfolgreiche Behandlung nicht tolerabel.

Eine Alternative zu den bisher etablierten Verfahren der Dosisberechnung bietet die Monte-Carlo-Methode (MC-Methode). Beim MC-Verfahren wird nachgebildet, was mit ionisierender Strahlung auf dem Weg durch Materie geschieht. Vorbild dafür sind die tatsächlich möglichen physikalischen Prozesse auf mikroskopischer Teilchenebene. Die auf diese Weise auf makroskopischer Ebene berechnete Dosisverteilung kommt daher im Vergleich zu anderen Methoden der realen Verteilung am nächsten. Dieser Aspekt ist ein Antrieb dafür, die Dosisberechnung mit MC-Algorithmen in der strahlentherapeutischen Bestrahlungsplanung zu verwenden. Wie stark das Interesse für den Einsatz der MC-Methode in der Bestrahlungsplanung zugenommen hat, verdeutlicht

Abbildung 1.1. Das Säulendiagramm in Abbildung 1.1 stellt für einen Zeitraum von 1990 bis 2013 dar, wie hoch der relative Anteil an Publikationen im Zusammenhang mit den Themen „Bestrahlungsplanung“ und „Monte Carlo“ pro Jahr im Verhältnis zur Gesamtanzahl der Publikationen im Bereich der Medizinphysik für den genannten Zeitraum war. Der Anteil an Veröffentlichungen dient als Indikator für das Interesse an diesem Themenkomplex.

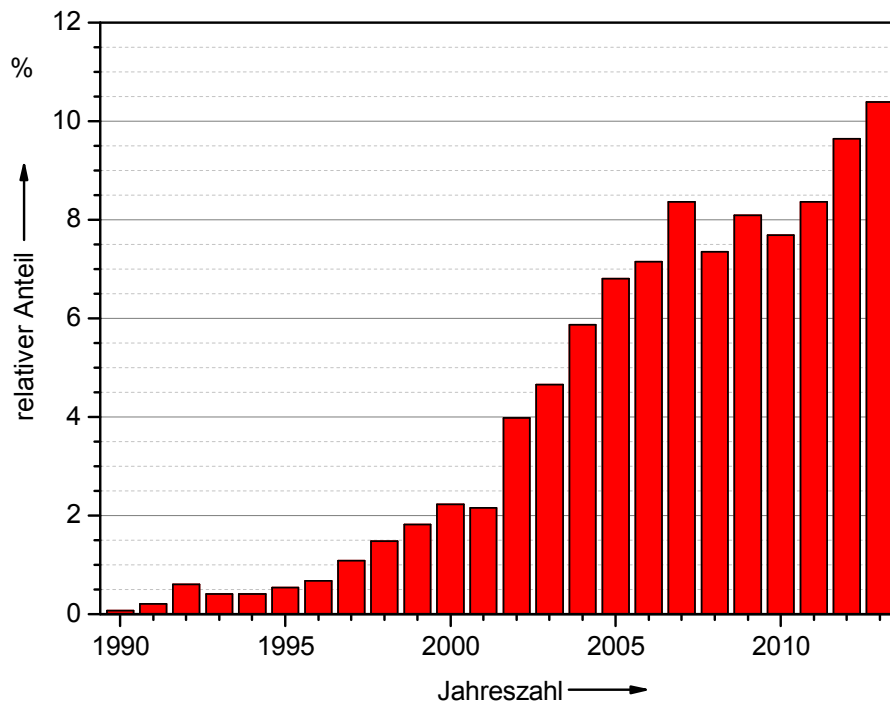


Abbildung 1.1: Relativer jährlicher Anteil an der Gesamtanzahl von Publikationen für den Zeitraum 1990 bis 2013 zu den Themen „Bestrahlungsplanung“ und „Monte Carlo“ in Kategorien, die der Medizinphysik zuzuordnen sind. Die Daten beruhen auf einer Recherche in der Fachdatenbank *Web of Science* [WoS14].

Ein Nachteil der MC-Methode ist, dass sie im Vergleich zu den analytischen Verfahren rechen- und damit zeitaufwendiger ist. Um den Aufwand zu reduzieren, wurden MC-Algorithmen entwickelt, die speziell auf die Bedürfnisse und Gegebenheiten der klinischen Strahlentherapie zugeschnitten sind. Eine Aufzählung solcher speziellen MC-Algorithmen für die Dosisberechnung in der Strahlentherapie und weiterführende Literatur zu diesem Thema sind u.a. in [Fra03] angegeben. Die speziellen Algorithmen zur Dosisberechnung in der Strahlentherapie beruhen auf allgemeineren Algorithmen zur Berechnung des Transports ionisierender Strahlung durch Materie, die für vielfältige Fragestellungen in unterschiedlichen Arbeitsgebieten eingesetzt werden. Zu den bekanntesten etablierten MC-Programmen für allgemeine Fragestellungen im Bereich der Physik ionisierender Strahlung gehören nach [Sec13]: EGS, MCNP, GEANT, FLUKA und PENELOPE. Trotz der prinzipiell bedingten verbesserten Dosisberechnung mit MC-Verfahren bleibt die Aufgabe, die Rechnungen zu überprüfen. Eine Frage, die sich stellt, ist, wie genau die MC-Rechnung die tatsächliche Dosis angeben kann, wobei als tatsächliche Dosis ein Messwert verstanden wird. Die Methode, MC-Rechnungen anhand von Messungen zu überprüfen, wird in [Fra03] als Verifikation bezeichnet und wird dort im Kontext der klinischen Anwendung der MC-

Methode für die Bestrahlungsplanung gebraucht. Die Frage, wie genau eine MC-Rechnung die tatsächliche Dosis angeben kann, stellt sich insbesondere für die allgemeineren MC-Codes¹. Letztlich können die speziellen Algorithmen eine Dosis nur so gut berechnen, wie die MC-Algorithmen es vermögen, die als Grundlage für die Entwicklung der speziellen Codes dienen. Die Verifikation der ursprünglichen Algorithmen ist damit ein wesentlicher Schritt zur Klärung der Richtigkeit der speziellen Verfahren. In dieser Arbeit wird als Vertreter der allgemein einsetzbaren MC-Programme das Programmpaket EGSnrc verwendet, welches zur Gruppe der EGS-Code-Family (EGS: Electron Gamma Shower) gehört und am nationalen kanadischen Forschungsinstitut NRC entwickelt wurde [Kaw09a]. Es werden in der Arbeit aber alle Informationen zur Verfügung gestellt, die notwendig sind, um das Benchmark-Experiment auch mit anderen MC-Programmen nachzubilden und andere allgemein einsetzbare Codes damit zu verifizieren.

1.2 Verifikation von Monte-Carlo-Rechnungen für die Dosimetrie

Zur Überprüfung von MC-Programmen für die Bestimmung dosimetrischer Größen, wie sie in der Strahlentherapie verwendet werden, gibt es verschiedene Ansätze. Die Ergebnisse von Berechnungen mit MC-Methoden können mit Hilfe theoretisch bekannter Ergebnisse kontrolliert werden. Für EGSnrc wurde zum Beispiel die Erfüllung des Fano-Theorems überprüft [Seu99]. Da theoretische Betrachtungen aber durch bestimmte Bedingungen bzw. Annahmen eingeschränkt sind, ist deren Relevanz für die Praxis nur bedingt gegeben. Die Grenzen der Anwendbarkeit des Fano-Theorems sind u.a. in [Rei90] erläutert. Ein alternativer Weg besteht darin, MC-Rechnungen experimentell zu überprüfen. In der Regel handelt es sich dabei um Vergleiche auf relativer Basis. Die Ergebnisse der MC-Simulation und der experimentellen Messung werden jeweils im Verhältnis zu einem Bezugswert betrachtet und ein Vergleich der relativen Ergebnisse beider Methoden durchgeführt. Ein typisches Beispiel dafür sind Vergleiche von gemessenen und berechneten relativen Dosisprofilen, wie sie u.a. in [Fad08] durchgeführt werden. Ein anderes Beispiel ist die Betrachtung von Ansprechvermögen von Ionisationskammern [Bor00]. Das Ansprechvermögen² ist das Verhältnis zweier Dosiswerte und bedingt daher einen relativen Vergleich.

Eine Einschränkung bei relativen Betrachtungen besteht darin, dass lediglich verglichen wird, ob die MC-Rechnung und das Experiment die gleichen (relativen) Änderungen der Dosis ergeben. Eine Aussage über die Richtigkeit des jeweils absolut bestimmten Ergebnisses kann damit aber nicht getroffen werden. Die absolute Überprüfung ist nur über einen entsprechenden absoluten Vergleich von MC-Ergebnis und experimenteller Messung möglich. Für solche absoluten Vergleiche ist zu berücksichtigen, dass aufgrund der prinzipiellen Funktionsweise der MC-Rechnung ihr Ergebnis ein normierter Mittelwert ist (siehe Kapitel 2.2.2). Die verwendete Normierungsgröße kann experimentell in der Regel nicht erfasst werden und damit ist ein absoluter

¹ Die Ausdrücke Algorithmus und Code werden synonym verwendet.

² Zur Definition des Ansprechvermögens siehe Kapitel 2.1.2.

Vergleich in den meisten Fällen nicht möglich. Es gibt nur wenige Publikationen, in denen Experimente beschrieben werden, welche die benötigte Normierungsgröße erfassen. Für eine Vorgängerversion von EGSnrc, EGS4, sind zwei Arbeiten bekannt, die einen absoluten Vergleich zwischen MC-Berechnungen und Messungen enthalten. Eine dieser Arbeiten ist [Sho86], wobei diese Arbeit keinen stringenten absoluten Vergleich enthält. Die Formulierungen und Grafiken suggerieren einen absoluten Vergleich, tatsächlich sind die Messdaten aber auf die EGS-Daten normiert. Daher wird diese Arbeit nicht weiter betrachtet. Die zweite Arbeit, [Lau99], verwendet experimentelle Ergebnisse aus einer Arbeit, die 1964 an der Universität Würzburg durchgeführt wurde [Fre64], um einen entsprechenden Vergleich mit EGS4 anzustellen. Für die Programmversion EGSnrc ist ein absoluter Vergleich mit experimentellen Daten aus [Loc80] ein Punkt, der in [Chi02] behandelt wird. Tabelle 1.1 enthält einen Überblick zu wesentlichen Aspekten der erwähnten Experimente zur absoluten Überprüfung von EGS4 bzw. EGSnrc.

Tabelle 1.1: Experimente zur absoluten Überprüfung von EGS4 bzw. EGSnrc im Überblick.

Aspekt	[Lau99] und [Fre64]	[Chi02] und [Loc80]
Überprüfte EGS-Version	EGS4	EGSnrc
Vergleichsgröße bzw. -parameter	Verläufe der Ionisierung und der Dosis, tiefenabhängig	Verläufe der Energiedeposition
Experimenteller Aufbau und verwendete Materialien	Phantome aus PMMA, C, Al, Cu, Pb	Phantome aus Materialien mit Ordnungszahl $Z=4$ bis $Z=94$ und Phantome mit Materialschichten
Strahlungsart und -energie	Elektronenstrahlung 4 MeV, 10 MeV und 20 MeV	Elektronenstrahlung zwischen 0,3 MeV und 1 MeV
Unsicherheiten - Experiment: - EGS:	3 % ca. 1 % (aus Fehlerbalken in Abbildungen abgeschätzt)	0,5 % bis 2 % meist < 1 %

Erläuterung zu den Materialien: PMMA ... Polymethylmetacrylat;
C, Al, Cu, Pb ... chemisches Symbol des Materials

1.3 Spezifikationen des Benchmark-Experiments

Die beiden in Tabelle 1.1 vorgestellten Experimente zur absoluten Überprüfung von EGS behandeln beide Elektronenstrahlung. In Hinblick auf die absolute Überprüfung von MC-Programmen für den Einsatz im Bereich der Strahlentherapie ist allerdings hochenergetische Photonenstrahlung von größerem Interesse. Hochenergetische Photonenstrahlung, die mit Beschleunigungsspannungen zwischen 6 MV und 30 MV erzeugt wird, ist die Strahlungsart, die am häufigsten für die Strahlentherapie eingesetzt wird [Rei11]. Nach Recherchen des Autors gibt es derzeit noch keine Veröffentlichung mit dem Ziel, MC-Berechnungen mit experimentellen Messungen für hochenergetische Photonenstrahlung absolut zu überprüfen. Der wesentliche Grund dafür ist vermutlich, dass es kaum Teilchenbeschleuniger gibt, an denen es möglich ist, die Normierungsgröße, die in die MC-Rechnung eingeht, zu bestimmen. An der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt (PTB) steht ein Forschungsbeschleuniger zur Verfügung, der dies

ermöglicht. Somit konnte an der PTB ein sog. Benchmark-Experiment zur Überprüfung von Strahlungstransportrechnungen geplant und durchgeführt werden. Dieses Benchmark-Experiment sollte aber auch über die Strahlungsqualität³ hinaus Bezüge zur Dosimetrie und Strahlentherapie aufweisen. Hierfür sind zu nennen:

- Die experimentell zu bestimmende Größe ist eine Energiedosis.
- Die Energiedosis wird mit Ionisationskammerdosimetrie bestimmt, ein Prinzip, welches aus der Strahlentherapie entlehnt ist.
- Im experimentellen Aufbau werden Materialien berücksichtigt, die typisch für die Dosimetrie in der Strahlentherapie sind (u.a. PMMA, C).

Ein weiterer Aspekt, der für die vorliegende Arbeit wichtig ist, betrifft die Einbeziehung der Unsicherheiten, die mit den Messdaten und Berechnungen verknüpft sind. Eine Bewertung der Resultate und ein Vergleich zwischen Messungen und EGSnrc-Rechnungen sind erst durch Angabe der Unsicherheiten der Ergebnisse sinnvoll möglich. In Bezug auf das MC-Ergebnis ist dabei zu beachten, dass die Unsicherheit des Ergebnisses nicht allein aus der statistischen Unsicherheit resultiert (siehe Kapitel 2.2.2). Für einen aussagekräftigen Vergleich ist außerdem anzustreben, dass die Unsicherheiten gering sind und in Experiment und MC-Berechnung eine vergleichbare Größenordnung besitzen, ähnlich wie die Werte nach [Chi02] und [Loc80].

1.4 Überblick zum Inhalt der vorliegenden Arbeit

Die vorliegende Arbeit gliedert sich in sieben Kapitel. Auf die Einleitung folgt in Kapitel 2 zunächst die Darstellung von Grundlagen, die für das Verständnis dieser Arbeit relevant sind. Dazu gehören Aspekte der Dosimetrie in der Strahlentherapie, im Speziellen auch die Dosimetrie mit Ionisationskammern sowie Aspekte der Dosisberechnung mit Hilfe der MC-Methode, wobei auch auf Einflüsse eingegangen wird, die neben der statistischen Komponente zur Unsicherheit der Rechnung beitragen können. Außerdem widmet sich Kapitel 2 in einem allgemeineren Kontext dem Thema Unsicherheiten und wie diese berechnet werden. Das Kapitel 3 beinhaltet wichtige Arbeiten, die in Vorbereitung des Benchmark-Experiments durchgeführt wurden. Dazu zählen experimentelle Messungen mit Ionisationskammern in hochenergetischen Photonenfeldern klinischer Beschleuniger, die Überarbeitung und Weiterentwicklung eines Magnetspektrometers, um die kinetische Energie des Elektronenstrahls des Forschungsbeschleunigers bestimmen zu können sowie Untersuchungen bezüglich Einflüssen auf das Ergebnis von MC-Rechnungen. Den Gegenstand von Kapitel 4 bilden der Aufbau und die Durchführung des Benchmark-Experiments. Dabei wird zunächst ein Überblick zum Benchmark-Experiment gegeben, bevor in den nachfolgenden Kapiteln auf einzelne Punkte näher eingegangen wird. Die Betrachtung einzelner Punkte des Benchmark-Experiments beginnt mit dem Forschungs-Linearbeschleuniger, der für das Experiment eingesetzt wurde und mit der Charakterisierung des Elektronenstrahls, den der Beschleuniger erzeugt. Da im Benchmark-Experiment Photonenstrahlung untersucht werden sollte,

³ Strahlungsqualität ist ein allgemeiner Begriff, der sowohl die Strahlungsart als auch die Strahlungsenergie umfasst.

wurde im Experiment ein Bremsstrahlungstarget verwendet, welches zu entwerfen und zu charakterisieren war. Dies ist noch ein Punkt, der in Kapitel 4 behandelt wird. Auch der weitere experimentelle Aufbau bestehend aus einem PMMA-Phantom, in dem die Ionisationskammer zur Dosismessung platziert war, sowie die Messwerterfassung werden erläutert. Abschließend wird in Kapitel 4 das mathematische Modell für die Bestimmung des Ergebnisses des Benchmark-Experiments vorgestellt. Die MC-Simulationen zum Benchmark-Experiment bilden den Inhalt von Kapitel 5, wobei zunächst ein Überblick zu den Simulationen für das Benchmark-Experiment gegeben wird. Ein spezieller Aspekt der Simulationen war die Erarbeitung von Modellen für die beiden Ionisationskammern, die im Benchmark-Experiment verwendet wurden und in der Simulation nachzubilden waren. Das Benchmark-Experiment wurde für beide Kammern durchgeführt und es werden auch beide Ergebnisse vorgestellt, da sich weder im Verlauf der Vorarbeiten noch im Benchmark-Experiment noch in den Simulationen ein Hinweis darauf ergab, dass eine der Kammern weniger für die Arbeit geeignet ist. Die Berücksichtigung beider experimenteller Resultate in Kombination mit den entsprechenden MC-Simulationen ist vorteilhaft, da dies eine zusätzliche Überprüfung darstellt. Zwischenergebnisse samt Diskussion zu einzelnen Aspekten von Experiment und Simulation sowie die abschließenden Ergebnisse und die Diskussion für Experiment und Simulation sind in Kapitel 6 enthalten. Dabei wird zunächst auf die Ergebnisse der Modellierung der Ionisationskammern eingegangen. Daraufgehend werden die Ergebnisse vorgestellt, die im Rahmen des Benchmark-Experiments gewonnen wurden. Das daraus resultierende experimentelle Ergebnis mit der zugehörigen Unsicherheit stellt den Maßstab (englisch: Benchmark) für die MC-Rechnung dar. Die Ergebnisse der Rechnung werden am Ende zusammen mit dem experimentellen Ergebnis betrachtet. Das abschließende Kapitel, Kapitel 7, fasst die vorliegende Arbeit und deren Resultate zusammen und gibt Ausblicke auf weiterführende Aspekte.

2 Grundlagen

2.1 Dosimetrie in der Strahlentherapie

2.1.1 Grundlagen der Dosimetrie

Gegenstand der Dosimetrie ist das Messen der Wechselwirkung ionisierender Strahlung mit Materie (nach [Rei90]). Bei der Wechselwirkung wird Energie übertragen. Zur Quantifizierung der in einem Material (hierzu zählt auch menschliches Gewebe) absorbierten Energie wird die Größe Energiedosis verwendet. Die Energiedosis D ist eine Punktgröße und definiert als Differentialquotient der mittleren Energie \overline{E} , die auf das Massenelement ∂m übertragen wird:

$$D = \frac{\partial \overline{E}}{\partial m} \quad (2.1)$$

Laut [DIN13] existiert in der klinischen Praxis kein messtechnisches Verfahren, um die Strahlungswirkung auf das interessierende Material direkt erfassen zu können, so dass eine unmittelbare Messung der Energiedosis nicht möglich ist. Um die Energiedosis dennoch bestimmen zu können, wird im Bereich der Strahlentherapie vorrangig die Sondenmethode angewandt. Dabei kommt ein Detektor („Dosimetersonde“) zum Einsatz, der in das Material eingebettet wird bzw. am Material befestigt wird, für das die Energiedosis ermittelt werden soll. Der Detektor besitzt eine endliche Ausdehnung und erfasst daher eine mittlere Energiedosis \overline{D} . Diese entspricht der mittleren Energie \overline{E} , die bedingt durch ionisierende Strahlung lokal in einer Masse m mit dem Volumen V und der Dichte ρ absorbiert wird:

$$\overline{D} = \frac{\overline{E}}{m} = \frac{\overline{E}}{V \cdot \rho} \quad (2.2)$$

Es existieren eine Reihe verschiedener Messgeräte (Detektoren) und -verfahren zum Erfassen der (mittleren) Energiedosis. Eine etablierte Methode ist die Dosimetrie mit Ionisationskammern. Sie wird in Kapitel 2.1.2 erläutert. Eine Alternative zum experimentellen Messen der Energiedosis ist das Berechnen der Dosis mit Hilfe von MC-Simulationen. Auch dabei wird eine mittlere Energiedosis bestimmt. Details zu MC-Simulationen und deren Besonderheiten werden in Kapitel 2.2 behandelt.

Für die Dosimetrie im Bereich der Strahlentherapie ist in der Regel die Wasser-Energiedosis im Medium Wasser zu ermitteln. Die interessierende Größe wird als Wasser-Energiedosis in Wasser bezeichnet. Wasser ist als Bezugs- und Umgebungsmaterial geeignet, da menschliches Gewebe hauptsächlich aus Wasser besteht. Es gehört zu den gesetzlichen Aufgaben der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt die Einheit der Wasser-Energiedosis darzustellen. Dazu betreibt die PTB ein Wasserkalorimeter als Primärnormalmesseinrichtung [Kra06]. Andere Strahlungsdetektoren, in der Regel sind dies Ionisationskammern, können mit Hilfe des Primärnormals

kalibriert werden. Im Zuge der Kalibrierung wird die Beziehung zwischen der Anzeige der Ionisationskammer und dem wahren Wert der Wasser-Energiedosis ermittelt (siehe Kapitel 2.1.2).

2.1.2 Dosimetrie mit Ionisationskammern

Ionisationskammern sind als Detektoren zur Erfassung der Energiedosis weit verbreitet [Hoh90]. Sehr häufig handelt es sich dabei um luftgefüllte Ionisationskammern, die es in verschiedenen Bauformen, so zum Beispiel als Zylinder- oder Flachkammer⁴, gibt. Das Funktionsprinzip einer luftgefüllten Ionisationskammer ist in Abbildung 2.1 dargestellt.

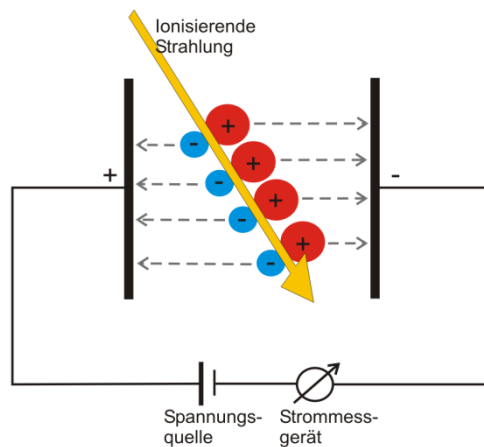


Abbildung 2.1: Prinzip der Ionisationskammer, welche hier vereinfacht in Analogie zu einem Plattenkondensator mit Luft als Dielektrikum dargestellt ist. Erläuterungen dazu erfolgen im Text.

Im Inneren der Ionisationskammer befindet sich ein Hohlraum, der mit Luft gefüllt ist und zwischen zwei Elektroden entgegengesetzter Polarität liegt. Durchdringt die Strahlung den Hohlraum kommt es zu Wechselwirkungen und dabei u.a. zur Ionisation von Luftmolekülen. Die daraus resultierenden Ionen bewegen sich entsprechend ihrer positiven bzw. negativen Ladung im elektrischen Feld zur entgegengesetzt geladenen Elektrode. Dies bewirkt einen Strom, dessen zeitliches Integral eine Ladung ergibt, die proportional zur Anzahl der erzeugten Ladungsträger ist. Die Ladung wird mit einem Anzeigegerät, welches zusammen mit der Spannungsversorgung und der Ionisationskammer das Dosimeter bildet, erfasst. Der Quotient aus dieser Anzeige M , welche gegebenenfalls um eine Nullanzeige M_0 zu korrigieren ist, und der verursachenden Energiedosis D wird als Ansprechvermögen R des Dosimeters bezeichnet (u.a. [DIN08]):

$$R = \frac{M - M_0}{D} \quad (2.3)$$

⁴ Die für das Benchmark-Experiment verwendeten Kammern sind Beispiele für diese Bauformen (siehe Kapitel 4.4.1, Abbildung 4.8).

Entsprechend Gleichung (2.3) lässt sich die Energiedosis aus dem Kehrwert des Ansprechvermögens der Ionisationskammer und deren Anzeige sowie Nullanzeige bestimmen, insofern das Ansprechvermögen für die Bedingungen bei der Bestrahlung bekannt ist. Für die Dosimetrie in der Strahlentherapie sind bestimmte Bezugsbedingungen festgelegt, unter denen eine Ionisationskammer kalibriert wird. Ein Teil dieser Bezugsbedingungen ist in Abbildung 2.2 wiedergegeben. Die übrigen Bezugsbedingungen sind in [DIN08] nachzulesen.

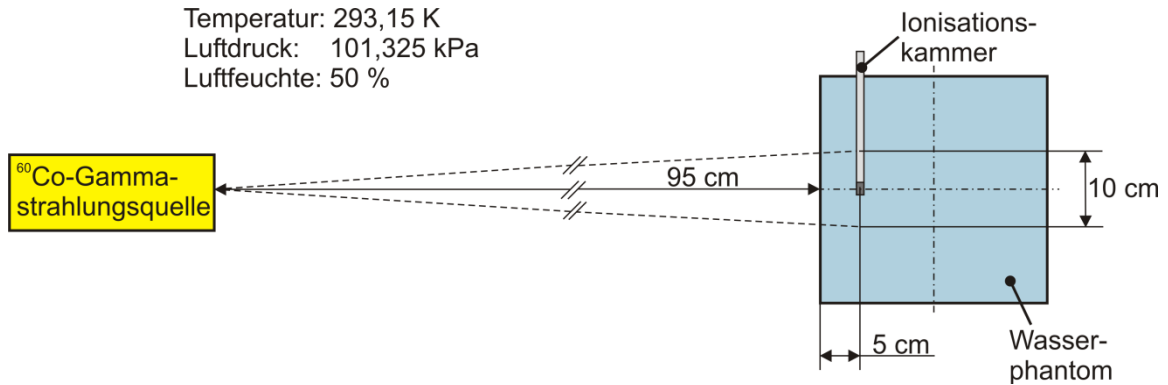


Abbildung 2.2: Darstellung zu den Bezugsbedingungen bei der Kalibrierung einer Ionisationskammer für die Dosimetrie in der Strahlentherapie. Die Angabe der Bezugsbedingungen ist nicht vollständig. Eine vollständige Angabe aller Bezugsbedingungen erfolgt in [DIN08].

Der Zusammenhang zwischen der Anzeige der Ionisationskammer und dem wahren Wert der Wasser-Energiedosis wird in Form eines Kalibrierfaktors angegeben. Die Kalibrierung erfolgt in einem Strahlungsfeld (Bezugsstrahlungsqualität: ⁶⁰Co-Gammastrahlung), in dem man die Wasser-Energiedosis an einem Punkt sehr genau kennt⁵. Die Kammer wird mit ihrem Bezugspunkt am Messort der Wasser-Energiedosis platziert. Der bekannte Wert der Wasser-Energiedosis D_w am Bezugspunkt wird mit der Anzeige der Kammer M unter Bezugsbedingungen bei dieser definierten Bestrahlung ins Verhältnis gesetzt. Daraus resultiert der Kalibrierfaktor N für die Kammer⁶:

$$N = \frac{D_w}{M} \quad (2.4)$$

Die Kammeranzeige ist proportional zur Ladung, die im sensitiven Volumen der Ionisationskammer gebildet wird. Die Ladung Q wiederum ist proportional zur mittleren Luft-Energiedosis in der Ionisationskammer $\overline{D_k}$ sowie zum Kammervolumen V und zur Luftdichte ρ (siehe [DIN08]). Der Zusammenhang zwischen den Größen ergibt sich unter Berücksichtigung eines Konversionsfaktors für Luft $(W/e)_{\text{air}}$ entsprechend Gleichung (2.5).

⁵ Die Wasser-Energiedosis am Messort kann zum Beispiel mit Wasserkalorimetrie bestimmt werden.

⁶ Für die Bezugsbedingungen stimmt der Kehrwert des Ansprechvermögens mit dem Kalibrierfaktor der Kammer überein.

$$\overline{D_K} = \frac{\left(\frac{W}{e}\right)_{\text{air}} \cdot Q}{V \cdot \rho} = \frac{\left(\frac{W}{e}\right)_{\text{air}} \cdot \int_{t_0}^t I_K \cdot dt}{m} \quad (2.5)$$

Der Konversionsfaktor ist der Quotient aus der mittleren Energie W , die zur Erzeugung eines Ionenpaares in Luft nötig ist, und der Elementarladung e . Kammervolumen V und Luftdichte ρ ergeben die Masse des Luftvolumens m . Die Ladung Q ergibt sich aus dem Integral des Stroms I_K über eine Zeitspanne t_0 bis t . Gleichung (2.5) stellt eine ideale Betrachtung dar, denn in der Praxis werden die Bezugsbedingungen in der Regel nicht eingehalten. Daher müssen Korrekturen berücksichtigt werden, um die Auswirkungen der Abweichungen von den Bezugsbedingungen auszugleichen [DIN08]. Das bedeutet, die Ladung muss korrigiert werden und Gleichung (2.5) ist entsprechend um ein Produkt aus Korrekturfaktoren k_i zu erweitern:

$$\overline{D_K} = \frac{\left(\frac{W}{e}\right)_{\text{air}} \cdot Q \cdot \prod_{i=1}^N k_i}{V \cdot \rho} = \frac{\left(\frac{W}{e}\right)_{\text{air}} \cdot \prod_{i=1}^N k_i \cdot \int_{t_0}^t I_K \cdot dt}{m} \quad (2.6)$$

Korrekturfaktoren, die eine Relevanz für die vorliegende Arbeit besitzen, werden im Folgenden erläutert. Auf Details zur Bestimmung der Faktoren, die speziell für das Benchmark-Experiment gelten, wird in Kapitel 4.4.2 eingegangen.

2.1.3 Korrekturfaktoren für die Dosimetrie mit Ionisationskammern

Luftdichtekorrektur

Die Wasser-Energiedosis wird nach [DIN08] mit offenen, luftgefüllten Ionisationskammern gemessen. Das heißt, die Luft im Inneren der Kammern steht im Austausch mit der Umgebungsluft. Für eine Kalibrierung sind bestimmte Bezugsbedingungen definiert, u.a. sind das die klimatischen Bedingungen, die in Abbildung 2.2 aufgeführt sind: Temperatur $T_0 = 293,15$ K (entsprechend 20 °C), Luftdruck $p_0 = 101,325$ kPa und 50 % Luftfeuchte. Abweichungen von diesen Bezugsbedingungen, die bei einer Messung auftreten, sind zu korrigieren. Dazu wird der Luftdichtekorrekturfaktor k_p benötigt. Er korrigiert die Anzeige der Kammer, die bei einer Temperatur T und einem Luftdruck p gemessen wurde, auf den Wert unter Bezugsbedingungen. Unter normalen atmosphärischen Bedingungen ist es üblich, Luft als ideales Gas zu betrachten. In diesem Fall kann die thermische Zustandsgleichung des idealen Gases angewandt werden, um die Masse m der Luft im Kammervolumen bei einem Druck p und einer Temperatur T zu bestimmen:

$$m = \frac{p \cdot V}{R_s \cdot T} \quad (2.7)$$

Neben den bereits eingeführten Größen kommt dabei in Gleichung (2.7) die spezifische Gaskonstante von Luft R_s zur Anwendung. Die Masse der Luft in der Kammer ändert sich mit Druck und Temperatur, während das Luftvolumen als konstant angenommen wird. Die Ladung, die im Luftvolumen der Kammer gebildet wird, ist u.a. proportional zur Größe des Messvolumens und zur Luftdichte [DIN08] und damit ist die Ladung proportional zur Masse. Um die Ladung bei Bezugsbedingungen aus der Ladung zu bestimmen, die unter Messbedingungen ermittelt wurde, muss die Ladung entsprechend der Masse korrigiert werden. Der Korrektionsfaktor für den Einfluss der Luftdichte lautet daher:

$$k_\rho = \frac{p_0 \cdot T}{p \cdot T_0} \quad (2.8)$$

Luftfeuchtekorrektur

Kalibrierungen von Ionisationskammern erfolgen in der Regel bei einer relativen Luftfeuchte zwischen 30 % und 75 %. Die Abweichung der Luftfeuchte vom Bezugswert 50 % liegt dann in einem Bereich, in dem der Einfluss auf die Kammeranzeige vernachlässigt werden kann. Eine Luftfeuchtekorrektur ist daher normalerweise nicht erforderlich [DIN08].

Korrektur des Polaritätseffektes

In Kapitel 2.1.2 wurde die prinzipielle Funktionsweise einer luftgefüllten Ionisationskammer in Analogie zu einem Plattenkondensator erläutert. Im Gegensatz dazu, wie es in Abbildung 2.1 zum einfachen Verständnis dargestellt ist, besitzt eine der beiden Elektroden der Ionisationskammer, die Zentral- bzw. Sammelelektrode, Erdpotential. Die zweite Elektrode wird demgegenüber mit positivem bzw. negativem Potential belegt, was gleichbedeutend damit ist, ob die Ionisationskammer mit positiver oder negativer Kammerspannung betrieben wird. Die Polarität der Kammerspannung beeinflusst die Höhe der gemessenen Ladung und damit das Ansprechvermögen der Kammer. Die Ausprägung des Polaritätseffektes ist u.a. abhängig von Strahlungsqualität, Feldgröße und Messtiefe im verwendeten Phantom [Der92]. Der Kalibrierfaktor einer Ionisationskammer wird entweder bei positiver oder bei negativer Kammerspannung ermittelt und berücksichtigt bereits den Polaritätseffekt unter Bezugsbedingungen⁷. Soll der Polaritätseffekt korrigiert werden, ist der Mittelwert aus der Anzeige der Ionisationskammer bei positiver und negativer Kammerspannung zu bilden (Anzeigen M_1 bzw. M_2) und dieser Mittelwert ist auf die Anzeige bei der Kammerspannung zu normieren, die bei der Kalibrierung in ^{60}Co -Gammastrahlung (Index Co) verwendet wird (hier: M_1):

$$k_{\text{Pol,Co}} = \left(\frac{M_1 + M_2}{2 \cdot M_1} \right)_{\text{Co}} \quad (2.9)$$

⁷ Die Kalibrierung erfolgt meist für die Polarität der Kammerspannung, die üblicherweise zum Betrieb der Kammer verwendet wird.

Bei einer Messung, bei der die Bedingungen von denen bei der Kalibrierung abweichen, ist eine Änderung des Polaritätseffektes zu berücksichtigen. Für die Dosimetrie in der Strahlentherapie ist vor allem die Änderung des Polaritätseffektes bedingt durch die Strahlungsqualität von Bedeutung. Die Änderung des Polaritätseffektes für eine Strahlungsqualität Q (Photonenstrahlung) bzw. E (Elektronenstrahlung) berechnet sich für Kammern, die in ^{60}Co -Strahlung kalibriert sind nach Gleichung (2.10) [DIN08]:

$$k_{\text{pol}} = \frac{\left(\frac{M_1 + M_2}{M_1} \right)_{Q,E}}{\left(\frac{M_1 + M_2}{M_1} \right)_{\text{Co}}} \quad (2.10)$$

Für Kammern, die nicht kalibriert sind, ist in Analogie zu Gleichung (2.9) folgende Korrektur für den Polaritätseffekt durchzuführen, wobei M_1 die Polarität ist, bei der die Kammer üblicherweise betrieben wird:

$$k_{\text{pol}} = \left(\frac{M_1 + M_2}{2 \cdot M_1} \right)_{Q,E} \quad (2.11)$$

Sättigungskorrektur

Der Faktor für die Sättigungskorrektur k_s behebt Minderungen des Kammersignals, die auf Signalverluste bedingt durch Diffusion, Anfangsrekombination oder Volumenrekombination zurückzuführen sind. Alle drei Mechanismen bewirken eine Verringerung der Anzahl der Ladungsträger, die primär durch die Einwirkung der ionisierenden Strahlung in der Ionisationskammer entstanden sind. Anfangs- und Volumenrekombination unterscheiden die Wiedervereinigung von Ionenpaaren, die zu einer Teilchenspur (Anfangsrekombination) oder die zu verschiedenen Teilchenspuren gehören (Volumenrekombination). Für die Kalibrierung von Kammern in Strahlungsfeldern von ^{60}Co -Quellen, die kontinuierliche Strahlung erzeugen, kann die Volumenkorrektur in der Regel vernachlässigt werden [Der03]. Anfangsrekombination und Diffusion sollten jedoch mit einem Beitrag von 0,1 % berücksichtigt werden, wenn die kalibrierten Kammern für Messungen in gepulsten Photonenstrahlungsfeldern von Beschleunigern eingesetzt werden [Der03]. Es ist allerdings gängige Praxis diesen Beitrag zu vernachlässigen und ihn in das Unsicherheitsbudget einzukalkulieren, da er sehr klein ist. Bei Messungen in gepulsten Photonenstrahlungsfeldern wird die Sättigungskorrektur im Allgemeinen durch die Volumenrekombination dominiert [Der92]. Diese Verluste durch Volumenrekombination können prinzipiell nach der Theorie von Boag mit einer Näherungsformel korrigiert werden [Boa87]. Allerdings liefern experimentelle Methoden genauere, kammerspezifische Berechnungsvorschriften, um den Faktor k_s zu bestimmen. Für Fingerhut-Kammern in gepulsten Photonenfildern ist eine übliche Vorschrift in Gleichung (2.12) wiedergegeben [Der93].

$$k_s = 1,001 + 0,15 \cdot d^2 \cdot r / U \quad (2.12)$$

In der Zahlenwert-Gleichung (2.12) ist d der effektive Abstand der Elektroden der Ionisationskammer in mm, die mit der Spannung U in V betrieben wird. Der Faktor r ist die Ladungsdichte der Ionen eines Vorzeichens in $1 \cdot 10^{-5} \text{ C/m}^3$, die pro Strahlpuls im Kammervolumen erzeugt wird. Sie berechnet sich näherungsweise aus dem (unkorrigierten) mittleren Kammerstrom I_K , dem Kammervolumen V und der Pulswiederholfrequenz prf des Beschleunigers:

$$r = \frac{I_K}{V \cdot prf} \quad (2.13)$$

Eine wichtige Voraussetzung zur Anwendung von Gleichung (2.12) ist, dass die Zeit zwischen zwei Strahlpulsen ausreicht, um alle Ionen, die durch einen Strahlpuls in der Ionisationskammer gebildet wurden, vollständig aufzusammeln. Dies dauert typischerweise 30 μs bis 50 μs [Der93]. Weitere Berechnungsvorschriften zur Sättigungskorrektur für Ionisationskammern, die für die Strahlentherapie relevant sind, sind u.a. in [Bru07] zu finden. Für Kammern, zu denen keine entsprechende Vorschrift vorhanden ist, wird ein experimentelles Verfahren zur Ermittlung der Sättigungskorrektur im Anhang von [DIN08] erläutert. In diesen Fällen kann ein sog. Jaffé-Diagramm erstellt werden. Dabei wird der Kehrwert der Anzeige der Ionisationskammer $1/M_U$ als Funktion des Kehrwerts der angelegten Spannung aufgetragen. Im Diagramm sollte ein Spannungsbereich zu erkennen sein, in dem ein linearer Zusammenhang zwischen den Messpunkten besteht. Diese Messpunkte beschreiben eine Gerade, die auf die Kammeranzeige M_S für unendlich hohe Spannung extrapoliert wird. Der Korrekturfaktor, der für die Anzeige M bei der üblichen Kammeranspannung gilt, ergibt sich dann folgendermaßen:

$$k_s = \frac{M_S}{(M - M_0) \cdot k_\rho \cdot k_{pol}} \quad (2.14)$$

Kann die Nullanzeige der Kammer M_0 vernachlässigt werden, ist es möglich M/M_U in das Jaffé-Diagramm einzutragen, so dass sich k_s direkt als Kehrwert des Schnittpunktes mit der y-Achse ergibt. Ist bekannt, dass eine Kammer das erwartete lineare Verhalten in einem ausreichend großen Spannungsbereich aufweist, kann auf das Erfassen des Jaffé-Diagramms verzichtet werden. In diesem Fall ist es ausreichend, die Kammeranzeige bei zwei Spannungen zu messen. Die beiden erhaltenen Punkte werden, wie es bereits oben erläutert wurde, in ein Diagramm eingezeichnet und durch eine Gerade verbunden, die auf unendliche Spannung extrapoliert wird (sog. Zwei-Spannungsmethode). Der Korrekturfaktor k_s ergibt sich auch in diesem Fall aus dem Kehrwert des Schnittpunktes mit der y-Achse. Eine Abbildung zur Zwei-Spannungsmethode sowie ein Beispiel für ein Jaffé-Diagramm sind in Kapitel 3.1 dargestellt.

Korrektion für die Kammerpositionierung

In [DIN08] wird ein Korrektionsfaktor für die Kammerpositionierung für Kompaktkammern⁸ gefordert, der notwendig ist, weil die Kammern bei der Kalibrierung und bei der Messung unterschiedlich positioniert werden. Dieser Unterschied in der Positionierung würde unkorrigiert zu einem systematischen Fehler der Kammeranzeige (und damit der ermittelten Dosis) von kalibrierten Kammern führen. Werden Messungen alternativ zu [DIN08] nach den Angaben in [TRS00] durchgeführt, entfällt diese Korrektur. Es ist jedoch darauf zu achten, dass je nachdem, ob Messungen nach [DIN08] oder nach [TRS00] durchgeführt werden, andere Werte für die Faktoren zur Korrektur des Einflusses der Strahlungsqualität zu verwenden sind (siehe unter Korrektionsfaktor zur Berücksichtigung der Strahlungsqualität).

Ein anderer Aspekt im Zusammenhang mit der Kammerpositionierung ist der Einfluss der Unsicherheit der Kammerpositionierung auf das Ergebnis. Dabei können sowohl die Positionierung in der Phantomtiefe (entspricht der Strahleinfallsrichtung) als auch die Lage der Kammer im Querschnitt des Strahlungsfelds bei fester Phantomtiefe eine Rolle spielen. Die Unsicherheit der Positionierung in der Phantomtiefe wird ermittelt, indem die Ionisationskammer abweichend von ihrer ursprünglichen Positionierung in der Tiefe um einen bestimmten Betrag in positiver wie negativer Richtung versetzt und ihre Anzeige aufgezeichnet wird. Anhand der Daten wird die relative Änderung der Kammeranzeige mit der Tiefe bestimmt. Auf Basis eines konkreten Wertes, der als Unsicherheit für die Positionierung in der Tiefe abgeschätzt wird, aber kleiner als der oben erwähnte Betrag ist, ergibt sich die Unsicherheitskomponente für die Kammeranzeige bedingt durch die Unsicherheit der Positionierung in der Phantomtiefe. Die Unsicherheit, die aus der Lage der Kammer im Querschnitt des Strahlungsfelds bei fester Phantomtiefe resultiert, wird in der Regel nicht betrachtet, da die Referenzstrahlungsfelder ausreichend homogen sind, so dass ein dadurch bedingter Einfluss vernachlässigbar ist.

Volumenkorrektionsfaktor

Die Feldformen, die heutzutage in der Strahlentherapie, zum Beispiel bei Behandlungen mit intensitätsmodulierten Feldern, eingesetzt werden, sind im Querschnitt im Vergleich zu den Feldern, in denen Ionisationskammern kalibriert werden, oft wesentlich kleiner. Dies hat Konsequenzen für die Anzeige einer Ionisationskammer, wenn die Dosis in einem kleinen Feld genau bestimmt werden soll. Grund dafür ist, dass der als richtig angenommene Wert für die Wasser-Energiedosis, der in Deutschland durch die PTB mittels Wasserkalorimetrie ermittelt wird, für den zentralen Punkt im Strahlungsfeld gilt. Eine Messung mit einer Ionisationskammer liefert jedoch eine über ein Volumen gemittelte Wasser-Energiedosis. Ist das Strahlungsfeld über das gesamte Kammervolumen homogen, sollte es theoretisch keine Abweichungen zwischen dem Wert der Punktdosis und der gemittelten Dosis geben. In den Referenzfeldern, in denen Ionisationskammern kalibriert werden, ist die volle und gleichmäßige Ausleuchtung der Kammer durch eine Feldgröße von mindestens 10 cm x 10 cm sichergestellt. Wird die Kammer aber für Messungen eingesetzt, bei denen sie inhomogen durch ein kleines Feld ausgeleuchtet ist, bedarf es

⁸ Kompaktkammern sind Ionisationskammern, die die Form eines Fingerhuts haben („Fingerhutkammern“).

eines Korrektionsfaktors, um die auf Grundlage der Kammeranzeige bestimmte mittlere Wasser-Energiedosis an den richtigen Wert der punktuellen Wasser-Energiedosis anzugleichen.

Tatsächlich ist es so, dass selbst die Referenzfelder der klinischen Beschleuniger der PTB nicht ideal homogen sind. Der Einfluss der Inhomogenität ist aber vergleichsweise viel geringer, als für eine Bestrahlung mit kleinerem Feld. Dennoch ist es für manche Fragestellungen, wo es auf sehr genaue Ergebnisse ankommt, von Interesse, selbst den Einfluss dieser Inhomogenitäten quantitativ beurteilen zu können. Zu diesem Zweck wurde an der PTB ein Tool in MATLAB entwickelt, das es ermöglicht den Einfluss der sog. Volumenkorrektur abzuschätzen [Ant13]. Dabei wird auch eine Unsicherheit für die Positionierung der Kammer im Querschnitt des Strahlungsfelds berücksichtigt.

Korrektionsfaktor zur Berücksichtigung der Strahlungsqualität⁹

Ionisationskammern, die als Dosimeter in der Strahlentherapie eingesetzt werden, sind in ^{60}Co -Gammastrahlungs-Referenzfeldern zu kalibrieren. Werden sie eingesetzt, um die Wasser-Energiedosis in einem Strahlungsfeld anderer Qualität zu bestimmen, ist auch dafür ein Korrektionsfaktor anzuwenden. Da in der vorliegenden Arbeit ein Photonenstrahlungsfeld verwendet wurde, beschränkt sich die Betrachtung nachfolgend auf diese Strahlungsart. Die spektrale Zusammensetzung von Photonenstrahlung wird über den Strahlungsqualitätsindex Q charakterisiert, der auch als $\text{TPR}_{20,10}$ [TRS00] bezeichnet wird. Dieser Index wird aus den Anzeigen eines Dosimeters M_{20} und M_{10} ermittelt, welches in 20 cm (M_{20}) und 10 cm (M_{10}) Tiefe im Wasserphantom bestrahlt wird, wobei geometrische Referenzbedingungen zu verwenden sind [DIN08]. Der Korrektionsfaktor, der die Energieabhängigkeit des Ansprechvermögens berücksichtigt, wird mit k_Q bezeichnet. Der Faktor k_Q kann theoretisch betrachtet in zwei Teilfaktoren k'_Q und k''_Q aufgegliedert werden. Der Faktor k'_Q ist von der Bauart unabhängig. Er ist durch das Verhältnis der Massen-Stoßbremsvermögen von Wasser zu Luft bei einer Strahlungsqualität Q ($s_{w,a}Q$) und bei der Bezugsstrahlungsqualität ^{60}Co -Gammastrahlung ($s_{w,a}\text{Co}$) definiert:

$$k'_Q = \frac{(s_{w,a})_Q}{(s_{w,a})_{\text{Co}}} \quad (2.15)$$

Der Faktor k''_Q berücksichtigt Störungen des Strahlungsfelds, die durch die Bauart der Kammer verursacht werden. Er wird aus den Feldstörungskorrektionsfaktoren p_Q und p_{Co} berechnet, die für das Feld der Strahlungsqualität Q bzw. das ^{60}Co -Strahlungsfeld gelten:

$$k''_Q = \frac{p_Q}{p_{\text{Co}}} \quad (2.16)$$

⁹ Zur Definition der Strahlungsqualität siehe Kapitel 1.3, Fußnote 3.

Die Feldstörungskorrektionsfaktoren p_Q bzw. p_{Co} , sind jeweils das Produkt von fünf einzelnen Störungsfaktoren: Kammerwand-, Fluenz-, Mittelelektroden-, Abschneideenergie- und Verdrängungs-Störungsfaktor. Diese elementaren Faktoren korrigieren die Anzeige der Ionisationskammer bezüglich Unterschieden, die dadurch bedingt sind, dass die Kammer keinen idealen Detektor (sog. Bragg-Gray-Detektor) darstellt. Auf Basis der Theorie zu den Bestandteilen des Faktors k_Q kann dieser für hochenergetische Photonenstrahlung mit einer Unsicherheit von ca. 1 % berechnet werden [TRS00]. Berechnete Werte von k_Q für eine große Anzahl verschiedener Ionisationskammern sind in [DIN08] in Abhängigkeit von Q zu finden, wobei die dort angegebenen Werte auf denen basieren, die in [TRS00] dokumentiert sind. Bei den Werten in [DIN08] ist aber im Gegensatz zu den Werten in [TRS00] das Verhältnis der Verdrängungs-Störungsfaktoren nicht enthalten¹⁰.

Neben der Berechnung von k_Q besteht auch die Möglichkeit, Korrektionsfaktoren für den Einfluss der Strahlungsqualität experimentell zu bestimmen, siehe zum Beispiel [Kra07; Kra08]. Voraussetzung dafür ist ein Dosimetriesystem, wie die Wasserkalorimetrie, dessen Ansprechvermögen unabhängig von der Energie der hochenergetischen Photonenstrahlung ist und welches ein Ergebnis mit einer relativen Standardmessunsicherheit kleiner als 1 % ergibt [DIN08]. Eine relativ neue Methode besteht darin, MC-Simulationen heranzuziehen, um k_Q -Faktoren zu bestimmen [Wul10; Mui10]. Dabei werden die k_Q -Faktoren aus dem Verhältnis der Wasser-Energiedosis \overline{D}_w und der Luft-Energiedosis \overline{D}_k bei den Strahlungsqualitäten Q und ^{60}Co bestimmt:

$$k_Q = \frac{(\overline{D}_w / \overline{D}_k)_Q}{(\overline{D}_w / \overline{D}_k)_{Co}} \quad (2.17)$$

Die Wasser-Energiedosis \overline{D}_w entspricht der Dosis am Messort im Wasserphantom bei Abwesenheit der Ionisationskammer. Die Luft-Energiedosis \overline{D}_k entspricht hingegen der über das Luftvolumen der Ionisationskammer gemittelten Dosis, wenn die Kammer mit ihrem Bezugspunkt am Messort im Wasserphantom platziert wird.

Anmerkungen zu weiteren Korrekturen

In [TEC08] ist angemerkt, dass eine Verkipfung oder Rotation der Ionisationskammer deren Anzeige beeinflussen kann. Für gewöhnlich ist eine Markierung an der Kammer angebracht, die der Strahlungsquelle entgegen zu orientieren ist. Abweichungen von dieser Orientierung können sich in ähnlicher Weise wie zum Beispiel Positionierungsunsicherheiten in der Phantomtiefe äußern. In der Regel sind solche Effekte bei gutem Kammerdesign aber vernachlässigbar.

¹⁰ Der Grund hierfür ist, dass sich die Positionierung der Kammer entsprechend [DIN08] und [TRS00] unterscheidet (siehe unter Korrektur für die Kammerpositionierung).

2.2 Monte-Carlo-Simulation

2.2.1 Prinzip der Monte-Carlo-Simulation

MC-Simulationen werden verwendet, um komplexe Fragestellungen zu klären, wie sie beim Durchgang von ionisierender Strahlung durch Materie vorliegen. Die Beschreibung des Gesamtsystems an Prozessen, die dabei von Bedeutung sind, ist nicht oder nur unter vereinfachten Bedingungen analytisch zu lösen. MC-Simulationen, in diesem Zusammenhang auch als Strahlungstransportrechnungen bezeichnet, lösen solche Probleme numerisch. Dabei wird ausgenutzt, dass die grundlegenden Wechselwirkungsprozesse, die beim Durchtritt ionisierender Strahlung durch Materie auftreten, durch Wahrscheinlichkeitsverteilungen beschrieben werden können. Konkrete Realisierungen einer Wechselwirkung werden anhand von Zufallszahlen bestimmt, was ein wesentliches Merkmal der MC-Simulation ist.

Es gibt eine Anzahl etablierter Programme für MC-Simulationen zum Strahlungstransport, zum Beispiel EGSnrc [Kaw09a], Geant4 [Ago03] und MCNP [LAN13]. In dieser Arbeit wird das Programmpaket EGSnrc (Version V4-r2-3-1) verwendet. EGSnrc hat sich für dosimetrische Fragestellungen im Bereich der Strahlentherapie bewährt, wie verschiedene Publikationen belegen, u.a. [Mui10; Wul08a; Wul10; Zin12]. Zudem wird EGSnrc bereits seit einigen Jahren zur Berechnung des Strahlungstransports für Photonen- und Elektronenstrahlung an der PTB genutzt.

Für EGSnrc existieren eine Reihe von spezifischen Algorithmen (sog. user codes), die für bestimmte Fragestellungen zur Berechnung verschiedener interessierender Größen eingesetzt werden können. Im Wesentlichen lassen sich diese Algorithmen in zwei Gruppen unterteilen: Die „RZ user codes“ [Rog05], die für rotationssymmetrische Geometrien eingesetzt werden und die „egspp user codes“ [Kaw09b], die für beliebige Geometrien geeignet sind. Tabelle 2.1 gibt im Überblick wieder, welche user codes, die mit der verwendeten EGSnrc-Version zur Verfügung stehen, für diese Arbeit relevant sind und für welche Anwendungen sie vorgesehen sind.

In jedem Fall muss der Anwender für die Simulation ein virtuelles geometrisches Modell seines Versuchsaufbaus konstruieren und einzelnen Geometriekomponenten Materialien zuordnen. Die Modellgestaltung kann zum Beispiel nach Vorbild eines realen Experiments erfolgen. Der Nutzer definiert außerdem eine Strahlungsquelle. Weiterhin sind Nutzereingaben bezüglich des Transports der Teilchen in der Simulation nötig, wie die Vorgabe von Energieschwellen und die Berücksichtigung und Realisierung bestimmter Wechselwirkungen (siehe dazu Kapitel 3.3), insofern nicht die Standardvorgaben verwendet werden sollen. Aufgrund der stochastischen Natur des Lösungsverfahrens der MC-Simulation ist das Ergebnis der Simulation ein Erwartungswert und dessen statistische Unsicherheit (Standardabweichung). Der Erwartungswert entspricht einer interessierenden Größe, zum Beispiel der Energiedosis, welche bezogen auf eine Normierungsgröße angegeben wird. Die Normierungsgröße beinhaltet Eigenschaften der Strahlungsquelle und ist für die in EGSnrc verfügbaren Strahlungsquellen zum Teil unterschiedlich definiert. Sie enthält aber stets die Anzahl der simulierten Teilchen der für die Simulation verwendeten Quelle. Die Teilchenanzahl N_{EGS} , die die Quelle erzeugt, beeinflusst die statistische Unsicherheit der MC-Simulation. Im Allgemeinen ist die statistische Unsicherheit proportional zu $1/\sqrt{N_{\text{EGS}}}$ [Kaw09a].

Tabelle 2.1: EGSnrc Algorithmen (sog. user codes).

User code	Einsatzgebiet allgemein	Einsatz in dieser Arbeit
dosrz	Dosisberechnung und Berechnung von Pulshöhenverteilungen für rotationssymmetrische Geometrien	Untersuchung verschiedener Einflüsse auf die Höhe der Dosis (Kapitel 3.3)
cavrz	Dosisberechnung und Ermittlung von Korrekturfaktoren für Hohlraumkammern mit rotationssymmetrischer Geometrie	Erarbeitung von Ionisationskammermodellen in ^{60}Co -Strahlung (Kapitel 5.2.1)
flurz	Berechnung der absoluten und spektralen Teilchenfluenz für rotationssymmetrische Geometrien	Berechnung von Photonen- und Elektronenfluenzen hinter dem Bremsstrahlungstarget (Kapitel 3.3)
tutor7pp	Berechnung des deponierten, transmittierten und reflektierten Energieanteils zu interessierenden Regionen in beliebigen Geometrien und Berechnung von Pulshöhenverteilungen	Erarbeitung von Ionisationskammermodellen in ^{60}Co -Strahlung (Kapitel 5.2.1) mit einem user code, der auf tutor7pp beruht
cavity	Berechnungsgrößen wie bei cavrz, aber für beliebige Geometrien	Verwendung der Ionisationskammermodelle in hochenergetischen Photonenfeldern zur Berechnung der Wasser-Energiedosis (Kapitel 5.2.2), außerdem vergleichsweise zu den Ergebnissen mit egs_chamber, aber Ergebnisse nicht gezeigt, da im Rahmen der Unsicherheiten identisch zu Ergebnissen mit egs_chamber
egs_chamber	Erweiterung von cavity für effizientere Berechnungen mittels Varianz-Reduktions-Methoden (siehe Abschnitt 2.2.2)	Verwendung der Ionisationskammermodelle in hochenergetischen Photonenfeldern (Kapitel 5.2.2); Simulationen zum Benchmark-Experiment (Kapitel 5.1)

2.2.2 Monte-Carlo-Berechnung der Energiedosis in EGSnrc

Eine der wichtigsten Größen im Bereich der Dosimetrie ist die Energiedosis, die als mittlere Energiedosis \bar{D} messtechnisch erfasst werden kann, wie es in Kapitel 2.1 beschrieben ist. Als Alternative zur Messung kann die mittlere Energiedosis mit dem MC-Verfahren berechnet werden. Diese mittlere Energiedosis wird im Folgenden mit \bar{D}_{EGS} bezeichnet. Die Berechnung beruht, entsprechend der Definition der mittleren Energiedosis, auf der Division der mittleren absorbierten Energie \bar{E}_{EGS} durch die Masse m eines interessierenden Volumens V mit der Dichte ρ . Die mittlere absorbierte Energie \bar{E}_{EGS} wird in EGS berechnet, indem die Summe der gesamten in einem interessierenden Volumen deponierten Energie E gebildet wird. Diese Energie E wird auf eine Normierungsgröße (siehe Kapitel 2.2.1), die im Folgenden mit Φ bezeichnet wird, bezogen. Zusammenfassend lässt sich die Berechnung folgendermaßen mathematisch beschreiben:

$$\bar{D}_{\text{EGS}} = \frac{\bar{E}_{\text{EGS}}}{m} = \frac{E}{\Phi \cdot m} = \frac{E}{\Phi \cdot \rho \cdot V} \quad (2.18)$$

Die Kernaufgabe der MC-Methode ist die Bestimmung der mittleren Energie, die im Ergebnis der Wechselwirkung der ionisierenden Strahlung mit Materie in einem interessierenden Volumen absorbiert wird. Die statistische Unsicherheit einer MC-Simulation gibt an, wie groß die Standardabweichung der Verteilung dieser mittleren Energie ist. Dies allein ist nicht ausreichend, um die Genauigkeit des Ergebnisses beurteilen zu können. Für eine solche Beurteilung sind u.a. auch systematische Fehler, die in der MC-Simulation auftreten können, zu berücksichtigen. In [Rog90] werden drei Quellen systematischer Fehler behandelt. Zum einen sind Programmierfehler möglich, die in den komplexen Algorithmen von MC-Programmen vorhanden sein können. Ein weiterer Aspekt ist, dass bei Berechnungen mit Computern Rundungs- oder Trunkierungsfehler auftreten können, die die Genauigkeit des Ergebnisses beeinträchtigen können. Außerdem können die Modelle zur Beschreibung der physikalischen Prozesse, die in der MC-Simulation herangezogen werden, ungenau oder sogar fehlerhaft sein. Hinsichtlich grober Fehler in den Algorithmen und bei der Beschreibung der Physik ist anzunehmen, dass Fehler dieser Art im Laufe der Anwendungszeit von EGSnrc durch Tests zur Qualitätssicherung [Wal10] und die Mitwirkung der Anwender beseitigt wurden. Der Aspekt der Rechengenauigkeit wird im Rahmen dieser Arbeit als vernachlässigbar eingestuft, da sich die Rechengenauigkeit auch auf Seiten des Benchmark-Experiments auswirkt, da die Messungen ebenfalls rechnergestützt erfolgten. Die Genauigkeit der Physik, die den Strahlungstransport in der MC-Simulation beschreibt, ist dagegen eine Thematik, die im Zusammenhang mit den sog. Transport-Parametern der MC-Simulation u.a. in Kapitel 3.3 behandelt werden wird.

In der vorliegenden Arbeit wird ein reales Experiment in einer MC-Simulation nachgebildet. In diesem Fall ist das Ergebnis auch davon abhängig, wie genau die Realität in der Simulation reproduziert wird. Anhand Gleichung (2.18) ist ersichtlich, dass dafür Einflüsse der Masse m bzw. des Volumens V und der Dichte ρ sowie Einflüsse der Normierungsgröße Φ auf das Ergebnis untersucht werden müssen. Daneben gibt es weitere Aspekte, die hinsichtlich der Genauigkeit des Ergebnisses einer MC-Simulation in Betracht zu ziehen sind. Als Quellen für (nicht statistische) Typ-B-Unsicherheiten einer MC-Simulation sind zu nennen [Zin12; Wul10]: Die Ungenauigkeit für die in der Simulation definierte Geometrie und für die verwendeten Materialzusammensetzungen, die Ungenauigkeit der Quellenbeschreibung, die Ungenauigkeit der Einstellung der Transport-Parameter für die Simulation und die Ungenauigkeit der Wechselwirkungsquerschnitte und Bremsvermögen, die für die Simulation verwendet werden. Die Berechnung kann außerdem durch den Einsatz von Verfahren zur Varianz-Reduktion beeinflusst werden [Gua11]. Unter Varianz-Reduktion werden Methoden verstanden, die eine MC-Simulation effektiver machen. Die Effizienz ε einer MC-Simulation ist definiert als Kehrwert des Produktes der Varianz s^2 des Ergebnisses der Simulation und der Zeit T , die für die MC-Berechnung benötigt wird [Bie88]:

$$\varepsilon = \frac{1}{s^2 \cdot T} \quad (2.19)$$

2.3 Berechnung von Unsicherheiten

Ein vollständiges Messergebnis umfasst neben dem gemessenen Wert auch die Angabe der beigeordneten Unsicherheit dieses Messwerts. Dies ist notwendig, um einschätzen zu können, wie vertrauenswürdig¹¹ das Ergebnis ist. Daher sind auch Vergleiche zwischen Ergebnissen nur unter Einbeziehung der Unsicherheit der Resultate sinnvoll möglich. Der GUM (Guide to the expression of uncertainty in measurement) [GUM08] stellt einen Leitfaden dar, der die Vorgehensweise zur Ermittlung und Angabe von Messunsicherheiten enthält. Zentraler Bestandteil der Messunsicherheitsanalyse ist ein Modell, welches den Zusammenhang zwischen einer Messgröße Y und relevanten Eingangsgrößen X_i beschreibt. In vielen Fällen kann dieses Modell durch eine mathematische Funktion $Y = f(X_i)$ wiedergegeben werden. Allerdings kann der tatsächliche „... wahre Wert einer Größe ... im Allgemeinen nicht genau bekannt sein.“ [DIN10]. Es kann aber in der Regel ein Schätzwert für die Größe angegeben werden. Daher werden im Folgenden der Schätzwert der Messgröße y und die Schätzwerte für die Eingangsgrößen x_i verwendet. Die Messfunktion lautet dann: $y = f(x_i)$. Mit Hilfe des Modells, welches als Modell der Messung bezeichnet wird [JCG09], kann die für die Messgröße resultierende Standardunsicherheit, die sog. kombinierte Standardunsicherheit, aus den Standardunsicherheiten der Eingangsgrößen $u(x_i)$ berechnet werden. Für eine Anzahl N unkorrelierter Eingangsgrößen x_i lautet die Vorschrift zur Berechnung der kombinierten Standardunsicherheit $u_c(y)$ entsprechend [GUM08]:

$$u_c(y) = \sqrt{\sum_{i=1}^N \left(\frac{\partial f}{\partial x_i} \right)^2 \cdot u^2(x_i)} \quad (2.20)$$

Die Ableitung in Gleichung (2.20) wird oft auch in Form von Empfindlichkeitskoeffizienten¹² c_i angegeben, so dass Gleichung (2.20) in folgender Form wiedergegeben wird:

$$u_c(y) = \sqrt{\sum_{i=1}^N c_i^2 \cdot u^2(x_i)} \quad (2.21)$$

Im Fall korrelierter Größen ist ein zusätzlicher Term auf der rechten Seite von Gleichung (2.20) erforderlich, der einen Korrelationskoeffizienten $r(x_i, x_j)$ enthält:

$$u_c(y) = \sqrt{\sum_{i=1}^N \left(\frac{\partial f}{\partial x_i} \right)^2 \cdot u^2(x_i) + 2 \cdot \sum_{i=1}^{N-1} \sum_{j=i+1}^N \frac{\partial f}{\partial x_i} \frac{\partial f}{\partial x_j} \cdot u(x_i) \cdot u(x_j) \cdot r(x_i, x_j)} \quad (2.22)$$

Der Korrelationskoeffizient $r(x_i, x_j)$ wird aus der Kovarianz $u(x_i, x_j)$ und den Standardunsicherheiten $u(x_i)$ und $u(x_j)$ nach Gleichung (2.23) berechnet.

¹¹ In [GUM08] wird der Ausdruck „reliability“ gebraucht und in [JCG09] die Umschreibung „Grad des Vertrauens“.

¹² Gebräuchlich ist auch der Ausdruck Sensitivitätskoeffizient.

$$r(x_i, x_j) = \frac{u(x_i, x_j)}{u(x_i) \cdot u(x_j)} \quad (2.23)$$

Die Ermittlung der Standardunsicherheiten $u(x_i)$ bzw. $u(x_j)$ richtet sich danach, welche Wahrscheinlichkeitsverteilungen den dazugehörigen Eingangsgrößen, die nach [GUM08] als Zufallsgrößen betrachtet werden, zugrundegelegt werden. Grundsätzlich gibt es zwei Methoden, um die Standardunsicherheiten zu bestimmen. Daher werden zwei Gruppen von Unsicherheiten unterschieden [GUM08]: Unsicherheiten vom Typ A, die durch statistische Verfahren ermittelt werden und Unsicherheiten vom Typ B, die durch andere Verfahren mit Ausnahme der statistischen Verfahren erfasst werden.

Bei den Unsicherheiten des Typs A liegen mehrere Werte der Eingangsgröße X_i vor, die unter gleichen Bedingungen gemessen wurden und nur zufällig variieren. Der Schätzwert x_i zu den Werten der Eingangsgröße X_i kann in diesem Fall am besten durch den arithmetischen Mittelwert $\overline{X_i}$ von n unabhängigen Beobachtungen $X_{i,k}$ ermittelt werden:

$$\overline{X_i} = \frac{1}{n} \cdot \sum_{k=1}^n X_{i,k} \quad (2.24)$$

Die experimentelle Varianz dazu beträgt:

$$s^2(X_{i,k}) = \frac{1}{n-1} \cdot \sum_{j=1}^n (X_{i,j} - \overline{X_i})^2 \quad (2.25)$$

Die positive Wurzel der experimentellen Varianz ergibt die experimentelle Standardabweichung $s(X_{i,k})$ die ein Maß für die Streuung der Einzelwerte X_i um deren Mittelwert $\overline{X_i}$ ist. Die eigentliche Frage bei der Betrachtung von Unsicherheiten ist jedoch, wie gut der Mittelwert $\overline{X_i}$ den Erwartungswert der Wahrscheinlichkeitsverteilung wiedergibt. Dies wird durch die experimentelle Standardabweichung des Mittelwertes beschrieben, die als positive Wurzel der experimentellen Varianz des Mittelwertes $s^2(\overline{X_i})$ berechnet wird:

$$s^2(\overline{X_i}) = \frac{s^2(X_{i,k})}{n} \quad (2.26)$$

Damit ergibt sich für die Berechnung von Standardunsicherheiten des Typs A: $u(x_i) = s(\overline{X_i})$.

Im Fall der Typ B Unsicherheiten wird die Eingangsgröße X_i nicht aus wiederholten Messungen gewonnen, sondern auf Grundlage anderer Informationen ermittelt, die eine Aussage über die mögliche Variationsbreite von X_i geben. Informationsquellen können u.a. sein: Vorkenntnisse aus vorangegangenen Messungen, Herstellerangaben und Daten aus Zertifikaten, wie zum Beispiel aus

Kalibrierscheinen. Entsprechend der zur Verfügung stehenden Informationen ist eine geeignete Wahrscheinlichkeitsverteilung zur Beschreibung von X_i zu verwenden. Zwei Wahrscheinlichkeitsverteilungen, die sehr häufig zur Anwendung kommen, sollen im Folgenden vorgestellt werden: Die Normal- und die Rechteckverteilung.

Die wichtigsten Lage- und Streuparameter zur Charakterisierung einer Normalverteilung wurden bereits im Zusammenhang mit den Unsicherheiten vom Typ A behandelt, denn zufällige Vorgänge werden in der Regel durch eine Normalverteilung beschrieben. Aber auch für Unsicherheiten vom Typ B wird die Normalverteilung herangezogen, wenn a priori davon ausgegangen werden kann, dass eine Messgröße normalverteilt ist. Abbildung 2.3 veranschaulicht die Normalverteilung. Die Standardunsicherheit entspricht der Standardabweichung der Normalverteilung. Ein Beispiel für die Anwendung einer Normalverteilung zur Beschreibung einer Eingangsgröße, wobei die Unsicherheit aber nach Typ B zu bestimmen ist, ist die Angabe der Unsicherheit eines Kalibrierfaktors.

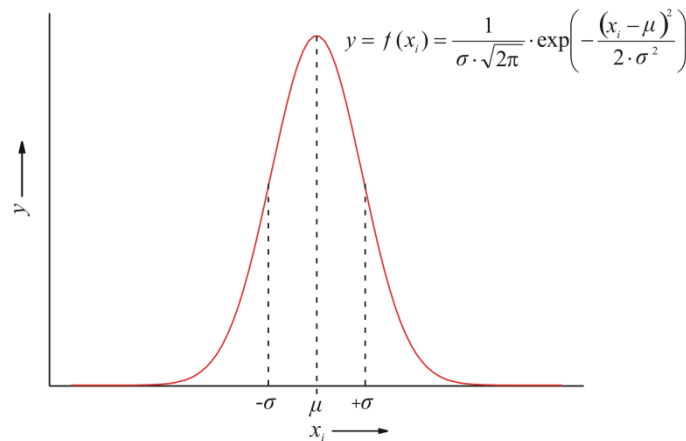


Abbildung 2.3: Grafische Darstellung der Normalverteilung. Der beste Schätzwert, der in den meisten Fällen für den Erwartungswert μ der Normalverteilung ermittelt werden kann, ist der arithmetische Mittelwert $\overline{X_i}$. Die experimentelle Standardabweichung $s(X_{i,k})$ stellt den Schätzwert für die Standardabweichung σ dar.

Liegen die Werte einer Eingangsgröße mit gleicher Wahrscheinlichkeit in einem bestimmten Intervall mit den Grenzen a und b , handelt es sich dabei um eine Rechteckverteilung (Abbildung 2.4). Der Schätzwert für den Messwert einer rechteckverteilten Größe entspricht dem Mittelpunkt des Intervalls $x_i = (a+b)/2$. Die Standardunsicherheit einer Rechteckverteilung berechnet sich allgemein folgendermaßen:

$$u(x_i) = \frac{b-a}{\sqrt{12}} \quad (2.27)$$

Da die Grenzen a und b der Rechteckverteilung in der Regel symmetrisch zum Mittelpunkt der Verteilung liegen, wie es auch in Abbildung 2.4 veranschaulicht ist, lässt sich die Differenz der

Grenzen durch $b-a = 2 \cdot c$ ausdrücken, wobei c die Halbwertsbreite der Rechteckverteilung ist. Gleichung (2.27) zur Berechnung der Standardunsicherheit der Rechteckverteilung wird damit zu:

$$u(x_i) = \frac{c}{\sqrt{3}} \quad (2.28)$$

Ein typisches Beispiel für die Anwendung der Rechteckverteilung ist die Abschätzung der Unsicherheit für ein digitales Anzeigegerät, bei dem in der Regel die letzte angezeigte Stelle unsicher ist. Die nächstkleinere Stelle würde dann in einem Bereich von -5 bis +5 Einheiten variieren können ($c = 5$ Einheiten der entsprechenden Dezimalstelle).

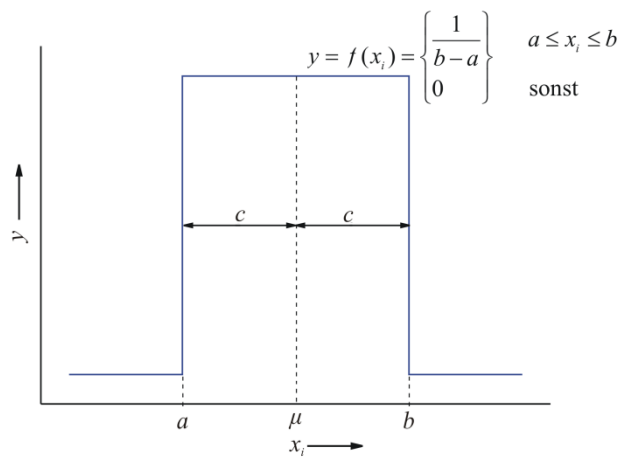


Abbildung 2.4: Grafische Darstellung der Rechteckverteilung, wobei die Grenzen a und b jeweils mit einem Abstand c symmetrisch zum Mittelpunkt der Verteilung liegen.

Mit den berechneten Standardunsicherheiten für die Eingangsgrößen und dem Modell der Messung wird nach Gleichung (2.20) die kombinierte Standardunsicherheit für die Messgröße berechnet. Prinzipiell kann damit die der Messgröße beigeordnete Unsicherheit angegeben werden. Die Methode nach [GUM08] sieht aber noch einen weiteren Schritt vor, der darin besteht, auf Grundlage der kombinierten Standardunsicherheit $u_c(y)$ eine erweiterte Unsicherheit U zu bestimmen. Dafür wird ein Erweiterungsfaktor k verwendet:

$$U = k \cdot u_c(y) \quad (2.29)$$

Die Angabe des Messergebnisses erfolgt in der Form: $Y = y \pm U$, d.h. der wahre Wert der Messgröße Y liegt mit einer gewissen, von k abhängigen Wahrscheinlichkeit in einem Intervall $[y-U; y+U]$. Bei Verwendung eines Erweiterungsfaktors $k = 1$ ergibt sich kein Unterschied zwischen der erweiterten Unsicherheit und der kombinierten Standardunsicherheit. Es existieren jedoch Anwendungen, für die es sinnvoll ist, einen Faktor $k > 1$ zu verwenden, denn dadurch wird ein größerer Bereich abgedeckt, in dem die möglichen Werte des Messergebnisses liegen. Im Fall einer normalverteilten Messgröße beinhaltet der Bereich der durch $k = 1$ abgedeckt wird, lediglich rund 68 % der möglichen Werte, während bei Erweiterung der kombinierten Standardunsicherheit mit

$k = 2$ ein Bereich von rund 95 % erfasst wird. Im letzteren Fall wird durch den doppelten Wert der Unsicherheit ein größerer Anteil der Wahrscheinlichkeitsverteilung durch die möglichen Werte der Messgröße repräsentiert. Dieser Anteil wird als Überdeckungsintervall betitelt und die dementsprechende Wahrscheinlichkeit wird als Überdeckungswahrscheinlichkeit bezeichnet [JCG09]. In der Regel ist die Wahrscheinlichkeitsverteilung, die für die Messgröße resultiert, unbekannt. Ein Verfahren, welches dennoch die Berücksichtigung eines gewünschten Überdeckungsintervalls durch einen entsprechenden Wert für k (in diesem Zusammenhang k_p) möglich macht, ist im Anhang von [GUM08] beschrieben. Für die Anwendung des Verfahrens wird nicht die Wahrscheinlichkeitsverteilung der Messgröße betrachtet, sondern die Verteilung einer Variablen, die durch den Ausdruck $(y-Y)/u_c(y)$ beschrieben wird und der t -Verteilung unterliegt. Konkrete Werte $t_p(v)$ für die Variable werden abhängig von einem Freiheitsgrad v sowie der Überdeckungswahrscheinlichkeit p bestimmt. Der Freiheitsgrad ist in diesem Fall ein effektiver Freiheitsgrad v_{eff} . Die Berechnungsvorschrift zur Ermittlung des effektiven Freiheitsgrads ist in Gleichung (2.30) angegeben. Zur Berechnung des effektiven Freiheitsgrads werden Freiheitsgrade v_i für die i Beiträge der Eingangsgrößen ($c_i^2 \cdot u_i^2(x_i)$) zur Varianz der kombinierten Standardunsicherheit der Messgröße $u_c^2(y)$ vergeben. Eine Methode, wie dabei vorgegangen werden kann, wird in [Ben03] vorgeschlagen.

$$v_{\text{eff}} = \frac{u_c^4(y)}{\sum_{i=1}^N \frac{c_i^4 \cdot u_i^4(x_i)}{v_i}} \quad (2.30)$$

Anhand des effektiven Freiheitsgrads v_{eff} ergibt sich ein Wert $t_p(v_{\text{eff}})$ für die t -Verteilung, der einer Überdeckungswahrscheinlichkeit p entspricht, die in der Regel mit 95 % gewählt wird. Das vollständige Messergebnis wird in der folgenden Form dokumentiert: $Y = y \pm U_p$, wobei gilt: $U_p = k_p \cdot u_c(y) = t_p(v_{\text{eff}}) \cdot u_c(y)$. Die Angabe von Ergebnissen zum Benchmark-Experiment erfolgte auf Grundlage dieses Verfahrens. Die Ergebnisse mit den vollständigen Unsicherheitsbudgets sind in Anhang B hinterlegt.

3 Vorbereitende Arbeiten

3.1 Messungen an klinischen Beschleunigern

Die Ionisationskammern, die für das Benchmark-Experiment eingesetzt wurden, sind Graphithohlraumkammern (HRKs), die an der PTB zur Bestimmung der Luftkerma für Gammastrahlung verwendet werden. Diese Kammern wurden in der PTB entworfen und gebaut. Daher sind sehr genaue Informationen zu den geometrischen Abmessungen der Kammern einschließlich des Kammervolumens und den verwendeten Materialien verfügbar. Detaillierte Informationen zu den Kammern sind Kapitel 5.2.2, Kapitel 6.1.1 und Anhang A zu entnehmen. Die Kammern wurden bis dato nie in hochenergetischen Feldern von Beschleunigern verwendet. Daher waren Testmessungen nötig, um zu überprüfen, ob die Kammern prinzipiell in hochenergetischen Feldern eingesetzt werden können. Nachdem sich dies bestätigt hatte, wurden die Messungen ausgeweitet und Daten erarbeitet, mit denen sich Ergebnisse aus MC-Rechnungen vergleichen lassen. Mit Hilfe dieser experimentellen Daten wurden die Modelle der Ionisationskammern, die für die MC-Simulation entworfen wurden, in hochenergetischen Strahlungsfeldern überprüft. Dies ist in Kapitel 5.2.2 und 6.1.2 dokumentiert.

Die Messungen in hochenergetischen Feldern wurden an einem klinischen Linearbeschleuniger Elekta Precise durchgeführt, der Photonenstrahlung mit nominellen Energien von 6 MeV, 10 MeV und 15 MeV erzeugt. Für die Messungen mit Ionisationskammern an dem klinischen Beschleuniger wurde ein an der PTB etabliertes Messsystem benutzt, das u.a. auch für Kalibrierungen von Ionisationskammern in Einheiten der Wasser-Energiedosis im Strahlungsfeld klinischer Linearbeschleuniger eingesetzt wird. Dieses System wird im Folgenden als ionometrischer Messplatz bezeichnet. Zum Messplatz gehören mehrere Geräte, u.a. ein Temperaturfühler, der sich im Messphantom befindet, sowie eine Druckmessdose zur Erfassung des Luftdrucks im Experimentierraum. Der Messplatz umfasst auch ein Messprogramm, welches die Messung des Signals der Ionisationskammer vornimmt und anhand der Daten des Temperaturfühlers und des Druckmessers das Signal bezüglich der Luftdichte korrigiert. Die aufgezeichneten Messwerte sind daher bereits auf die klimatischen Bezugsbedingungen korrigiert.

An dem klinischen Beschleuniger können Strahlcharakteristika, wie die Anzahl der Primärteilchen, die der Beschleuniger emittiert, nicht erfasst werden. Hinsichtlich eines Vergleichs zwischen Dosismessungen an diesem Beschleuniger und entsprechenden Ergebnissen aus MC-Rechnungen bedeutet dies, dass nur relative Vergleiche zwischen Mess- und Simulationsergebnissen vorgenommen werden können. Da an dem Beschleuniger drei nominelle Photonenenergien und damit drei Strahlungsqualitäten Q verfügbar waren, bestand die Idee, für beide Kammern unabhängig voneinander Messdaten zu ermitteln, um damit Faktoren N_Q zu bestimmen, welche die Änderung der Anzeige der HRK mit der Strahlungsqualität Q beschreiben. Der Faktor N_Q ergibt sich aus den Ausführungen zum Korrektionsfaktor k_Q in Kapitel 2.1.3. Unter Beachtung der beiden Gleichungen (2.15) und (2.16), die in Kapitel 2.1.3 zur Berechnung von k_Q angegeben sind, lässt sich ein allgemeinerer Ausdruck zur Berechnung von k_Q herleiten, der auf der rechten Seite von Gleichung (3.1) angegeben ist.

$$k_Q = k'_Q \cdot k''_Q = \frac{(s_{w,a})_Q}{(s_{w,a})_{Co}} \cdot \frac{p_Q}{p_{Co}} = \frac{N_Q}{N_{Co}} \quad (3.1)$$

Bei Betrachtung relativer Änderungen von k_Q bezüglich zweier Strahlungsqualitäten Q_0 (Referenzqualität) und Q ergibt sich durch die Verhältnisbildung:

$$k_{Q,Q_0} = \frac{N_Q}{N_{Q_0}} \quad (3.2)$$

Die drei Strahlungsqualitäten, die an dem Beschleuniger zur Verfügung standen, werden im Folgenden durch ihre nominellen Beschleunigungsspannungen betitelt. Die Messungen am Beschleuniger dienten dazu, für beide Ionisationskammern separat Werte für N_{6MV} , N_{10MV} und N_{15MV} zu ermitteln. Für die Messungen wurde ein experimenteller Aufbau nach Vorbild der geometrischen Referenzbedingungen für die Messung der Wasser-Energiedosis bei Photonenstrahlung aus Beschleunigern entsprechend [DIN08] verwendet, wie er in Abbildung 3.1 skizziert ist.

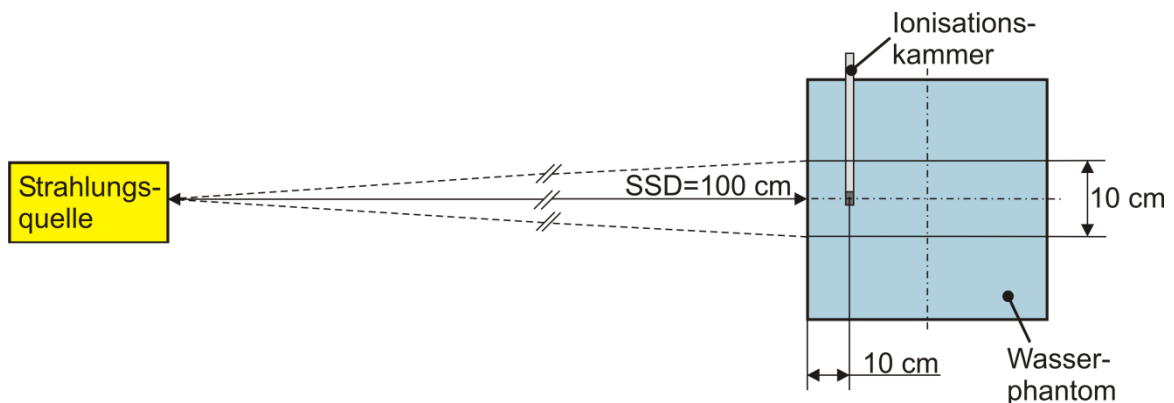


Abbildung 3.1: Geometrische Referenzbedingungen für die Messung der Wasser-Energiedosis bei Photonen- und Elektronenstrahlung aus Beschleunigern nach [DIN08].

Messungen der Wasser-Energiedosis sollen im Idealfall im Wasserphantom erfolgen. Da die HRKs nicht wasserdicht sind, wurde stattdessen ein Festkörperphantom aus annähernd wasseräquivalentem Material, in diesem Fall aus PMMA, genutzt. Bei Verwendung dieses Phantoms ist nach [DIN13] der gleiche Fokus-Messort-Abstand wie in Wasser zu verwenden. Die Tiefe, in der die Kammer im PMMA-Phantom positioniert wird, soll dabei äquivalent zu 10 cm Tiefe in Wasser sein. Die Tiefe der Kammer im PMMA-Phantom wurde entsprechend der Erläuterungen und Daten in [DIN13] auf rund 8,6 cm korrigiert. Damit ergab sich ein Abstand zwischen Strahlungsquelle und Phantomoberfläche (sog. Source Surface Distance, SSD, siehe Abbildung 3.1) von 101,4 cm, um den Fokus-Messort-Abstand beizubehalten. Das PMMA-Phantom wurde geerdet, um elektrische Aufladungen des Phantoms, die das Messsignal beeinträchtigen können, zu vermeiden. Um Einflüsse von Instabilitäten des Beschleunigers auf das Kammersignal korrigieren zu können, wird für Bestrahlungen an den klinischen Beschleunigern

neben der Prüflings-Kammer, mit der die eigentliche Messung erfolgt, eine zusätzliche sog. Monitorkammer verwendet. Als Monitorkammer wurde eine Transmissionskammer (TRK) eingesetzt, die am Beschleunigerkopf im Blockhalter (shadow tray) montiert werden kann. Die Transmissionskammer wurde in Einheiten der Wasser-Energiedosis kalibriert. Dies geschah für die drei genannten Energien des Beschleunigers mit einer Farmer-Kammer vom Typ NE2571 (Seriennr. 2906), die typischerweise für Messungen in hochenergetischen Photonenfeldern an der PTB genutzt wird und auf das Wasserkalorimeter rückführbar kalibriert ist. Für die Kalibrierung der Monitorkammer wurde die Farmer-Kammer mit ihrem Bezugspunkt ebenfalls in einer Tiefe im PMMA-Phantom platziert, die zu 10 cm Wassertiefe äquivalent war, um die Wasser-Energiedosis D_W an diesem Punkt zu bestimmen. Der grundlegende Zusammenhang für die Ermittlung des Kalibrierfaktors der Monitorkammer N_{Mon} bei einer Anzeige der Monitorkammer M_{Mon} , die bereits luftdichtekorrigiert ist, und dem Kalibrierfaktor N_{Mon} lautet somit:

$$D_W = (N_{\text{Co}} \cdot M \cdot k_{\text{Pol}} \cdot k_S \cdot k_{\text{Vol}} \cdot k_Q)_{\text{NE2571}} = (N \cdot M)_{\text{Mon}} \quad (3.3)$$

In Gleichung (3.3) ist $N_{\text{Co,NE2571}}$ der Kalibrierfaktor für die NE2571, der im ^{60}Co -Referenzfeld ermittelt wurde. Die Anzeige der Farmer-Kammer M_{NE2571} ist die luftdichtekorrigierte Anzeige, die mit dem ionometrischen Messplatz erfasst wurde. Sie ist noch mit den Faktoren k_{Pol} , k_S , k_{Vol} und k_Q zu korrigieren, die für die NE2571 bestimmt wurden. Aus Gleichung (3.3) ergibt sich der Kalibrierfaktor für die Monitorkammer N_{Mon} :

$$N_{\text{Mon}} = N_{\text{Co,NE2571}} \cdot \frac{M_{\text{NE2571}}}{M_{\text{Mon}}} \cdot (k_{\text{Pol}} \cdot k_S \cdot k_{\text{Vol}} \cdot k_Q)_{\text{NE2571}} \quad (3.4)$$

Es ist zu beachten, dass für jede der drei nominellen Beschleunigerenergien eigene Messungen vorzunehmen waren, also auch drei spezifische Kalibrierfaktoren N_{Mon} ermittelt wurden. Nachdem die Messungen zur Bestimmung der Kalibrierfaktoren für die Monitorkammer abgeschlossen waren, wurde die NE2571 durch eine der beiden HRKs ausgetauscht, um die Messungen mit dieser HRK im Photonenfeld des klinischen Beschleunigers durchführen zu können, wobei parallel auch stets mit der Monitorkammer gemessen wurde. Für diesen Fall gilt:

$$N_Q \cdot M_{\text{HRK}} \cdot (k_{\text{Pol}} \cdot k_S \cdot k_{\text{Vol}})_{\text{HRK}} = (N \cdot M)_{\text{Mon}} \quad (3.5)$$

Der Faktor N_Q in Gleichung (3.5) ist entsprechend Gleichung (3.1) als Produkt $(k_Q \cdot N_{\text{Co}})_{\text{HRK}}$ definiert. Die Anzeige der HRK ist M_{HRK} und wurde ebenfalls mit dem ionometrischen Messplatz erfasst. Sie ist also bereits luftdichtekorrigiert und damit nur noch mit den Korrekturfaktoren für den Einfluss der Polarität der Kammeranspannung, die Sättigungsverluste und den Volumeneffekt $(k_{\text{Pol}} \cdot k_S \cdot k_{\text{Vol}})_{\text{HRK}}$ zu multiplizieren. N_Q ergibt sich demnach für jede der beiden HRKs anhand Gleichung (3.6).

$$N_Q = N_{\text{Mon}} \cdot \frac{M_{\text{Mon}}}{M_{\text{HRK}}} \cdot \frac{1}{(k_{\text{Pol}} \cdot k_{\text{S}} \cdot k_{\text{Vol}})_{\text{HRK}}} \quad (3.6)$$

Beide HRKs wurden zeitlich nacheinander im PMMA-Phantom positioniert und in den drei genannten hochenergetischen Photonenfeldern bestrahlt, so dass insgesamt sechs N_Q -Faktoren bestimmt wurden. Für jede der beiden HRKs wurde das Verhältnis aus den Faktoren N_Q zu dem Faktor $N_{6\text{MV}}$ gebildet. Die relativen Werte, die sich daraus ergaben, beschreiben, wie sich die Anzeige der jeweils betrachteten HRK mit der Strahlungsqualität ändert:

$$N_{Q,6\text{MV}} = \frac{N_Q}{N_{6\text{MV}}} = \frac{k_Q \cdot N_{\text{Co,HRK}}}{k_{6\text{MV}} \cdot N_{\text{Co,HRK}}} = \frac{k_Q}{k_{6\text{MV}}} \quad (3.7)$$

Zum besseren Verständnis der Zusammenhänge wurde oben darauf verzichtet, genau zu erklären, wie die Korrekturfaktoren k_{Pol} , k_{S} , k_{Vol} und k_Q für die NE2571 und die HRKs bestimmt worden sind. Dies wird im Folgenden ergänzt. Der Korrekturfaktor k_{Pol} für die NE2571 berücksichtigt die Änderung des Polaritätseffektes durch die Strahlungsqualität Q gegenüber der Bezugsstrahlungsqualität ^{60}Co und wurde gemäß Gleichung (2.10) bestimmt. Die Korrektur der unvollständigen Sättigung für die NE2571 erfolgte mit Gleichung (2.12), wobei dieser Wert noch durch $(k_{\text{S}})_{\text{Co}} = 1,001$ dividiert wurde [Der03]. Für die Korrektur des Einflusses der Strahlungsqualität für die NE2571 wurden zum einen die Werte aus [TRS00] verwendet. Dabei wurde für alle Kammern $k_{\text{Vol}} = 1$ verwendet. Zum anderen wurden aber auch die Faktoren k_Q für die Kammer NE2571 verwendet, die für die klinischen Referenzfelder der PTB bestimmt worden sind [Kra12]. Ein Vorteil der experimentellen Werte ist ihre geringere Unsicherheit (rund 0,3 %) gegenüber den Werten in [TRS00] (1,0 %). Bei der verringerten Unsicherheit war es sinnvoll, den Faktor für die Volumenkorrektur zu berücksichtigen. Er wurde mit Hilfe eines speziellen Programms zur Abschätzung des Einflusses der Volumenkorrektur bestimmt [Ant13] (siehe auch Kapitel 2.1.3 und weiter unten). Für die HRKs wurde die Polaritätskorrektur k_{Pol} so bestimmt, wie es durch Gleichung (2.11) vorgegeben ist. Zur Ermittlung der Sättigungskorrektur wurde das experimentelle Verfahren verwendet, welches in Kapitel 2.1.3 vorgestellt wurde. Beispielhaft ist in Abbildung 3.2 ein auf diese Weise erstelltes Jaffé-Diagramm für die HRK2 bei 6 MV dargestellt. Der Faktor für die Volumenkorrektur wurde auch für die HRKs mit dem bereits erwähnten Programm ermittelt. Das Programm zur Abschätzung des Einflusses der Volumenkorrektur verwendet vorhandene Messdaten zur Beschreibung der Feldverteilung in der Ebene, in der die Bezugspunkte der Kammern liegen. Die Kammern selbst werden durch den jeweiligen Querschnitt ihrer Mittelebene, die senkrecht zur Strahleinfallsrichtung orientiert ist, repräsentiert. Um über den Querschnitt eine Volumenkorrektur ermitteln zu können, werden Wichtungsfaktoren verwendet. Die Wichtung bewirkt, dass bei einer Dosismittelung über den Kammerquerschnitt Beiträge zur Anzeige der Kammer entsprechend der Kammergeometrie senkrecht zum Querschnitt berücksichtigt werden. Anhand einer vorzugebenden Positionierungsunsicherheit für die Lage des Kammerquerschnitts in der Feldverteilung werden per MC-Methode n Realisierungen der Lage berechnet. Für diese n Fälle wird jeweils die Anzeige der Kammer bestimmt, wobei die Anzeige

quasi über das Volumen der Kammer gemittelt ist und der Höhe der Dosis proportional ist. Die Dosis, die dem Mittelpunkt des Felds zugeordnet ist, wird jeweils durch die Dosiswerte der n Realisierungen dividiert. Der Mittelwert der daraus resultierenden n Werte ergibt den Faktor für die Volumenkorrektion. Die Unsicherheit des Volumenkorrektionsfaktors ergibt sich aus der Standardabweichung der n Werte.

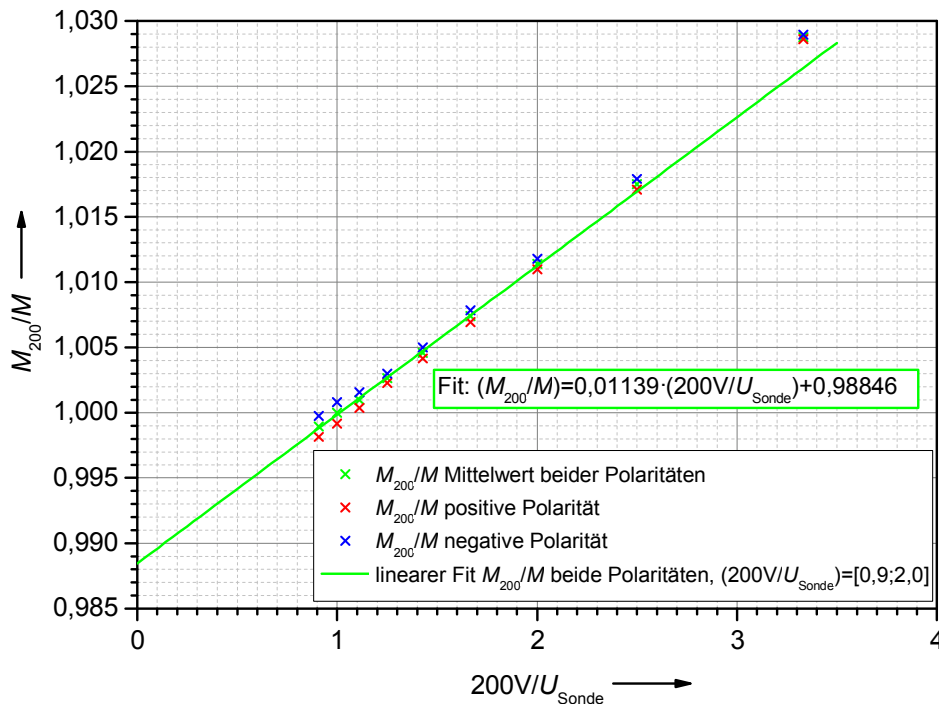


Abbildung 3.2: Jaffé-Plot für die HRK2 bei 6 MV. Es sind drei Gruppen von Messpunkten farblich unterschieden. Zwei Messpunkt-Gruppen gehören zu Messungen mit positiver bzw. negativer Polarität der Kammer-Spannung. Aus den Anzeigen bei positiver bzw. negativer Polarität wurde die um den Polaritätseffekt korrigierte Anzeige ermittelt und als dritte Messpunkt-Gruppe dargestellt. Die Datenpunkte, die zu dieser dritten Gruppe gehören, bildeten die Grundlage zur Anpassung einer Gerade, deren Schnittpunkt mit der Ordinatenachse im Kehrwert dem Korrektionsfaktor für die Sättigungsverluste entspricht.

Eine weitere Untersuchung, die anhand von Messungen an dem klinischen Beschleuniger durchgeführt wurde, betraf die Abhängigkeit der Sättigungskorrektur der HRKs von der Ladungsdichte r (siehe Kapitel 2.1.3, Sättigungskorrektur). Die Ladungsdichte, die pro Puls im Luftvolumen der Ionisationskammer erzeugt wird, ändert sich mit der nominellen Energie des klinischen Beschleunigers. Um zusätzliche Datenpaare zu erhalten, die den Zusammenhang $k_s = f(r)$ wiedergeben, wurde der Abstand SSD für alle drei Energien variiert. Hierfür wurde das PMMA-Phantom auf einem verfahrbaren Tisch montiert. Es wurden SSD-Werte zwischen minimal 81 cm bis maximal 109 cm eingestellt. Mit diesen beiden Grenzwerten konnte eine relative Änderung der Kammeranzeige und damit der Ladungsdichte von rund 60 % erreicht werden. Zur Bestimmung von k_s wurde bei diesen Messungen die Zwei-Spannungsmethode angewandt. Dies war möglich, da in den Jaffé-Diagrammen, die zu den Messungen im Rahmen der Ermittlung von N_Q -Faktoren erstellt worden sind, in den relevanten Bereichen ein linearer Zusammenhang

zwischen den Werten bestand, die auf Abszisse und Ordinate abgetragen worden sind. Abbildung 3.3 veranschaulicht die Zwei-Spannungsmethode grafisch, wobei dieses Beispiel für die HRK2 bei einem Abstand von $SSD = 101,4$ cm und 6 MV gilt.

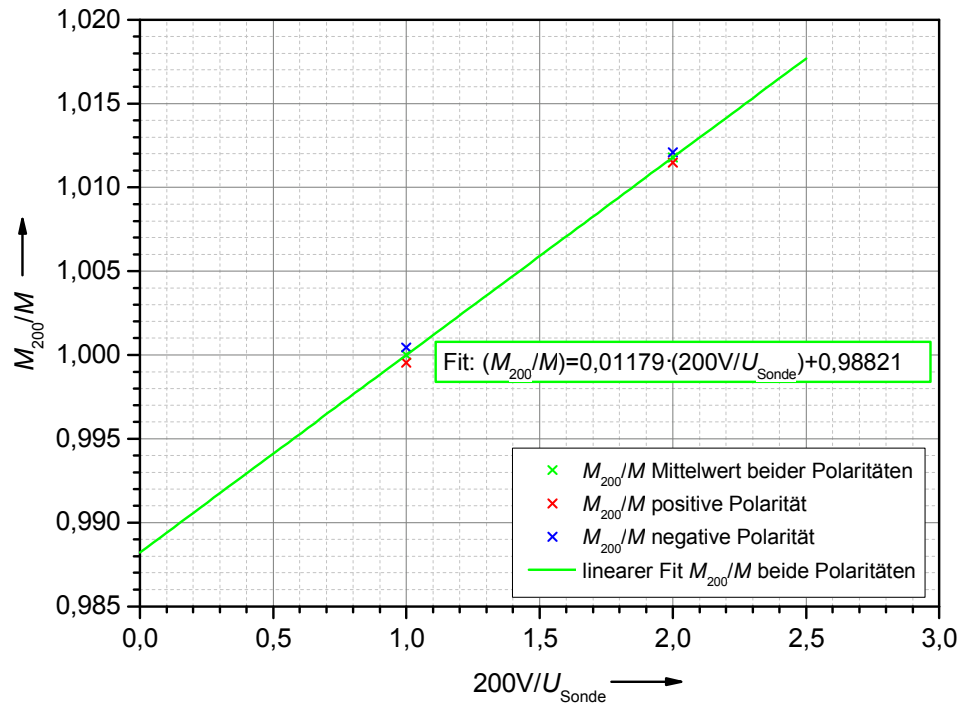


Abbildung 3.3: Grafische Veranschaulichung der Zwei-Spannungsmethode. Diese Grafik ist ein Beispiel und gilt für die HRK2 bei 6 MV und einem SSD von 101,4 cm. Zur Erläuterung der farblichen Unterscheidung der Messpunkte siehe Bildunterschrift zu Abbildung 3.2.

3.2 Überarbeitung und Weiterentwicklung eines Magnetspektrometers

Die Inhalte dieses Kapitels sind in ähnlicher Weise im Rahmen einer Veröffentlichung erschienen [Ren14].

3.2.1 Grundlagen der Magnetspektrometrie

Die Magnetspektrometrie ist ein übliches Verfahren zur Bestimmung der spektralen Fluenz eines Elektronenstrahls im Energiebereich der Strahlentherapie mit Beschleunigern. Die Energie kann mit hoher Genauigkeit (Unsicherheit $< 1\%$) erfasst werden, wenn das Magnetfeld bekannt ist [Sor93; Mac98]. Bei der Magnetspektrometrie wird ausgenutzt, dass Elektronen, die sich senkrecht zu einem Magnetfeld bewegen, durch die Lorentzkraft auf eine Kreisbahn abgelenkt werden. Der Radius der Kreisbahn wird durch die Elektronenenergie bestimmt. Die kinetische Energie E_{kin} eines Elektrons mit der Elementarladung e , das sich im Magnetfeld mit der Flussdichte B auf einer Kreisbahn mit Radius r bewegt, berechnet sich nach Gleichung (3.8). Bei der Herleitung dieser Gleichung wird die kinetische Energie eines Elektrons als Differenz aus dessen Gesamtenergie und der Ruheenergie ($m_0 \cdot c_0^2$) berechnet. Der Impuls des Elektrons, der in die Berechnung der

Gesamtenergie eingeht, ist dabei das Produkt aus der Elementarladung, der magnetischen Flussdichte und dem Bahnradius [Hin97].

$$E_{\text{kin}} = \sqrt{B^2 \cdot r^2 \cdot e^2 \cdot c_0^2 + (m_0 \cdot c_0^2)^2} - m_0 \cdot c_0^2 \quad (3.8)$$

Gleichung (3.8) ist nur anwendbar, wenn das Magnetfeld homogen ist, was praktisch nicht realisierbar ist. Ein Ausweg besteht dann, wenn der reale Verlauf der magnetischen Flussdichte als Rechteckverteilung beschrieben werden kann, deren Breite dem Durchmesser der Elektronenbahn entspricht. Dies ist der sog. SCOFF-Ansatz¹³, für den ebenfalls Gleichung (3.8) zur Berechnung der kinetischen Energie der Elektronen Anwendung findet. Kann der Verlauf der magnetischen Flussdichte nicht durch eine entsprechende Rechteckverteilung repräsentiert werden, werden andere Verfahren zur Energiebestimmung herangezogen, die auf der Verfolgung der Elektronenbahn („Ray Tracing“) basieren [Mac98]. Dabei wird das Magnetfeld für eine kurze Weglänge der Gesamtelektronenbahn als konstant angenommen und die Bahn somit in vielen kleinen Schritten rekonstruiert. In [Mac98] wird die Funktionsweise zweier Programme vorgestellt, die eine Energiebestimmung basierend auf einer Bahnverfolgung realisieren. Eines dieser Programme, ESPLINE, ist eine Eigenentwicklung, das andere Programm, RAYTRACE [Kow87], wurde am Massachusetts Institute of Technology (MIT) entwickelt und ist eine etablierte Software für das Design und die Untersuchung von Komponenten für den Strahltransport. Beide Programme nutzen direkt (ESPLINE) bzw. indirekt (RAYTRACE) das gemessene Magnetfeld, um die Elektronenbahn zu rekonstruieren. Das Magnetfeld muss dazu genau vermessen sein und die genaueste Methode, um die magnetische Flussdichte zu bestimmen, ist die magnetische Kernresonanz (Nuclear Magnetic Resonance, NMR). Mit NMR wird die magnetische Flussdichte B nach folgender Gleichung bestimmt:

$$B = \frac{\omega_p}{\gamma_p} \quad (3.9)$$

Darin ist ω_p die Präzessionsfrequenz, mit der magnetische Kernmomente um den Vektor von B rotieren und γ_p ist der gyromagnetische Koeffizient. Letzterer ist für einige Atomkerne sehr genau bekannt, zum Beispiel beträgt die relative Unsicherheit von γ_p für Protonen in Wassermolekülen $5 \cdot 10^{-8}$ [Har07]. Somit wird die Unsicherheit der Messung der Flussdichte im Wesentlichen durch die Genauigkeit der Frequenzmessung bestimmt. Ein Nachteil von NMR-Messsystemen ist, dass sie nicht in Magnetfeldern eingesetzt werden können, in denen Inhomogenitäten vorhanden sind. Zur Messung in inhomogenen Feldern werden Hall-Magnetometer eingesetzt, die nach dem Hall-Effekt funktionieren. Die Sonde eines Hall-Magnetometers besteht aus einem leitfähigen Material, welches in einer Richtung von einem konstanten Strom I durchflossen wird, wie es in Abbildung 3.4 dargestellt ist. Wie bei der Magnetspektrometrie wird auch bei der Hall-Sonde die

¹³ SCOFF ... Sharp Cut-Off Fringing Field

Wirkung der Lorentz-Kraft ausgenutzt, die in diesem Fall bewirkt, dass die Ladungsträger (Elektronen) durch das Magnetfeld zu einer Seite des Sondenmaterials abgelenkt werden. Im Resultat wird ein elektrisches Feld aufgebaut, das eine zur Lorentzkraft entgegengesetzt wirkende Kraft erzeugt. Kompensieren sich die beiden Kräfte, ist die an den Seiten des leitfähigen Sondenmaterials messbare Spannung, welche als Hall-Spannung U_{Hall} bezeichnet wird, proportional zur magnetischen Flussdichte B .

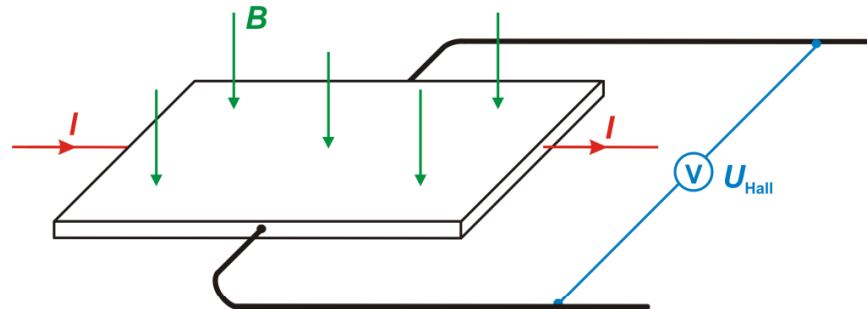


Abbildung 3.4: Funktionsprinzip der Hall-Sonde (Abbildung nach [Mic06]).

3.2.2 Verwendete Hardware

Aus einem früheren experimentellen Aufbau stand ein Magnetspektrometer zur Verfügung, welches für das Benchmark-Experiment überarbeitet wurde. Einige der Spezifikationen für das Magnetspektrometer laut Hersteller sind in Tabelle 3.1 angegeben. Von dem ursprünglichen Spektrometer wurden der Elektromagnet und das Gestell, auf welchem der Magnet gelagert ist, verwendet. Zwischen den Polen des Elektromagneten befindet sich eine Vakuumkammer, in der sich die Elektronen bewegen. Die ursprüngliche Vakuumkammer, die zu dem Magnetspektrometer gehörte, wurde durch eine neue Kammer ersetzt. Außerdem wurden zusätzliche Geräte für die Magnetspektrometrie in der Beamline vorgesehen. Hierzu zählen Strahlpositionsmonitore (Beam Position Monitors, BPMs), Strahlprofilmonitore, ein Strahlstrommonitor (Integrating Current Transformer, ICT) und ein horizontaler Ablenkmagnet (Steerer). Der gesamte Aufbau mit allen Komponenten, die für die Magnetspektrometrie genutzt werden, ist in Abbildung 3.5 in horizontalem Schnitt dargestellt.

Tabelle 3.1: Einige Spezifikationen des Magnetspektrometers laut Herstellerangaben.

Kriterium	Spezifikation
Radiale Feldhomogenität relativ zur Referenzbahn	$5 \cdot 10^{-4}$ pro ± 15 mm
Ablenkwinkel	180°
Einstellbereich für Dipolstrom	0 A ... 100 A
Bereich der magnetischen Flussdichte	0 T ... 1 T

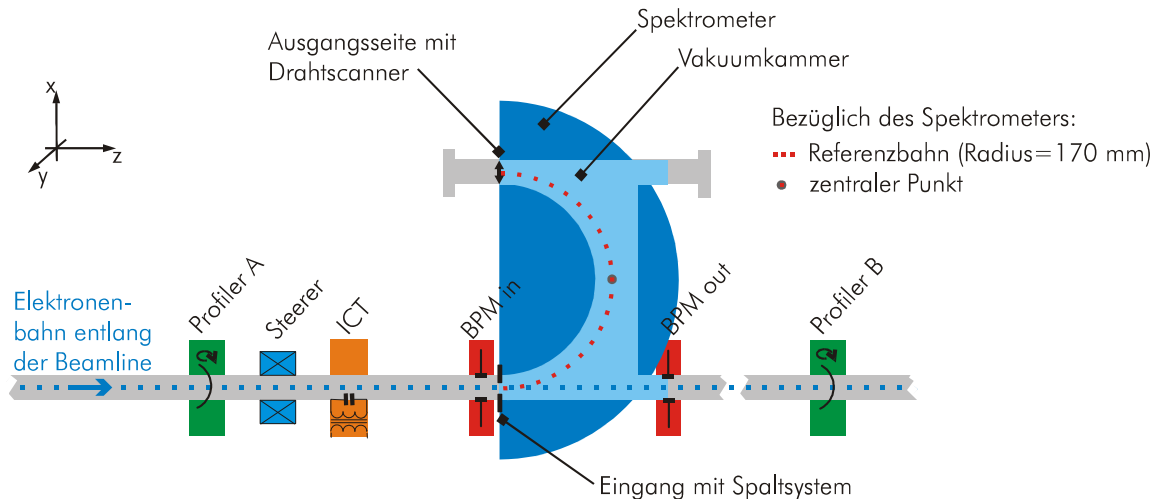


Abbildung 3.5: Aufbau zur Magnetspektrometrie. Die einzelnen dargestellten Komponenten sind im Text näher erläutert.

Der Spektrometerdipol besteht aus zwei wassergekühlten Spulen, die um jeweils eines der halbkreisförmigen Eisenjoche angeordnet sind. Die Joche sind durch einen 40 mm breiten Spalt getrennt, der Platz zur Aufnahme der Vakuummkammer lässt. Die Vakuummkammer ist ebenfalls in Abbildung 3.5 skizziert. Die Vakuummkammer besteht aus Edelstahl mit einer relativen magnetischen Permeabilität von $1 \leq \mu_r < 1,01$ (Angabe laut Hersteller). Innerhalb der Kammer bewegen sich die Elektronen auf einer annähernd halbkreisförmigen Bahn mit einem Referenzradius von 170 mm. Am Eingang des Spektrometers befindet sich ein Schlitzsystem mit zwei beweglichen, 3 mm starken Blenden, welche die Eintrittsposition der Elektronen in das Spektrometer festlegen. Die Breite des Eingangsschlitzes kann bezüglich einer festen Mittenposition variabel zwischen 0 mm und 30 mm eingestellt werden. Die Mittenposition ist durch den Referenzradius definiert. Im eingeschalteten Zustand des Spektrometers wird die magnetische Flussdichte mit Hilfe einer NMR-Sonde (Metrolab, Sondentyp 1080 R4) ständig gemessen. Die Sonde ist außerhalb der Vakuummkammer in einem homogenen Bereich des Magnetfelds platziert. Als Anzeigegerät dient ein Teslameter (Metrolab, PT 2025), dessen Genauigkeit der Frequenzanzeige mit einem kalibrierten Frequenzzähler (Phase Matrix 595 A) überprüft wurde. Die mit der festinstallierten NMR-Sonde gemessene magnetische Flussdichte dient als Bezugswert, mit dem der Verlauf der Flussdichte im Bereich der Vakuummkammer bestimmt wird. Dazu wird der relative Verlauf der magnetischen Flussdichte im interessierenden Bereich des Magneten herangezogen, der vorab ermittelt wurde (siehe Kapitel 3.2.3). Am Spektrometereingang ist ein beweglicher Drahtscanner installiert, der zum horizontalen Abtasten des Elektronenstrahls dient. Er liefert ein Signal pro Strahlimpuls, das proportional zur lokalen Strahlintensität ist. Änderungen der Strahlintensität über die Zeit des Beschleunigerbetriebs bzw. bedingt durch Strahlinstabilitäten können die Stärke des Drahtsignals beeinflussen. Um davon unabhängig zu sein, wird das Drahtsignal auf das Signal eines Strahlstrommonitors, der am Spektrometereintritt installiert ist, normiert. Strahlpositionier- und Strahlprofilmonitore dienen dazu, die Bahn der Elektronen entlang der Beamline überprüfen zu können. Die Strahlprofilmonitore dienen außerdem dem Zweck, die Eintrittswinkel des Elektronenstrahls in das

Spektrometer sowie die Strahldivergenzen zu bestimmen, wie es in Abbildung 3.6 und Abbildung 3.7 gezeigt ist. Der Ablenkmagnet (Steerer) vor dem Spektrometer wird benötigt, um den Strahl horizontal bezüglich des Eingangsschlitzes des Spektrometers positionieren bzw. bewegen zu können. Der daraus resultierende horizontale Eintrittswinkel des Strahls in das Spektrometer ist proportional zum Steerer-Strom. Ein entsprechender linearer Zusammenhang zwischen Steerer-Strom und dem Eintrittswinkel wurde vorab auf Grundlage von Messungen bestimmt.

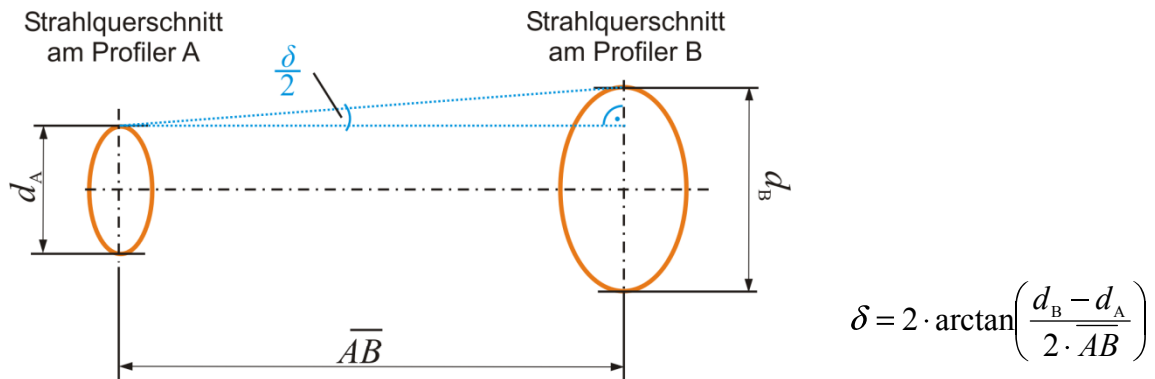


Abbildung 3.6: Skizze und Berechnungsvorschrift zur Bestimmung der Divergenz des Elektronenstrahls δ . Die Querschnitte d_A bzw. d_B entsprechen den Abmessungen bei 50 % der maximalen Amplitude des Strahlprofils (FWHM – full width at half maximum). Die Strecke \overline{AB} entspricht dem Abstand zwischen den Profilern.

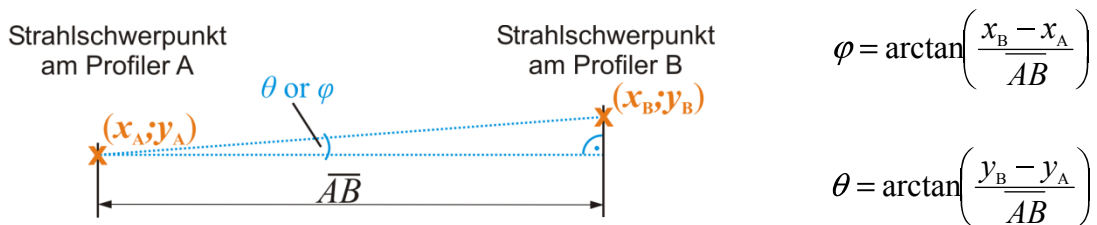


Abbildung 3.7: Skizze und Berechnungsvorschrift zur Bestimmung des horizontalen (φ) bzw. vertikalen (θ) Eintrittswinkels in das Spektrometer. Die Strahlschwerpunkte an den Profilern werden jeweils durch ein Koordinatenpaar (x, y) beschrieben. Der Profiler-Abstand ist \overline{AB} .

3.2.3 Ermittlung des Magnetfelds

Vor dem Einbau der neuen Vakuumkammer in das Spektrometer wurde die magnetische Flussdichte des Magneten im Bereich der Vakuumkammer vermessen, um eine genaue Energiebestimmung zu ermöglichen. Da das Magnetfeld des Spektrometers stark inhomogene Randbereiche aufweist (siehe Abbildung 3.8), wurden diese Messungen nicht mit einer NMR-Sonde sondern mit einer Hall-Sonde (Teslameter und Sonde: RFL Industries Model 904 Gaussmeter und Sonde SN 20831) durchgeführt. Das Hall-Messsystem wurde mit dem NMR-System (Metrolab, Teslameter PT 2025 und Sonde vom Typ 1060 R4) kalibriert. Die Messungen,

die zur Kalibrierung des Hall-Systems durchgeführt wurden, und deren Auswertung sind in Abbildung 3.9 dargestellt.

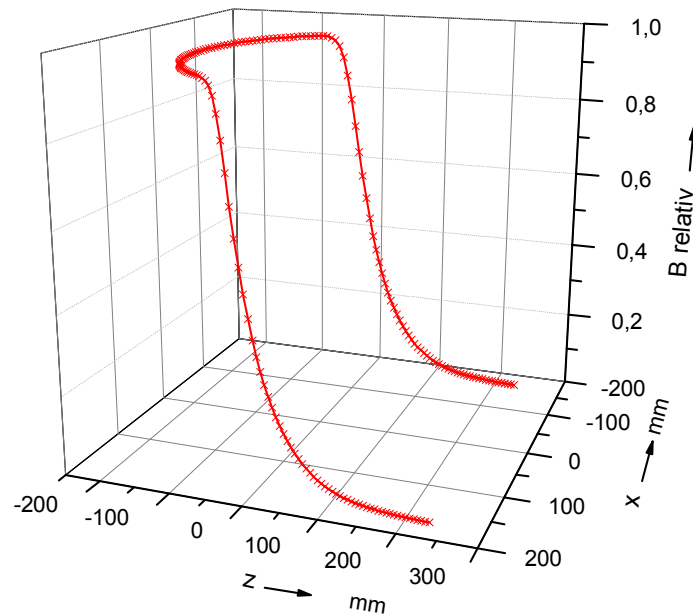


Abbildung 3.8: Relativer Verlauf der magnetischen Flussdichte zwischen den Polen des Magnetspektrometers entlang der Referenzbahn mit Radius 170 mm unter Berücksichtigung der Randbereiche.

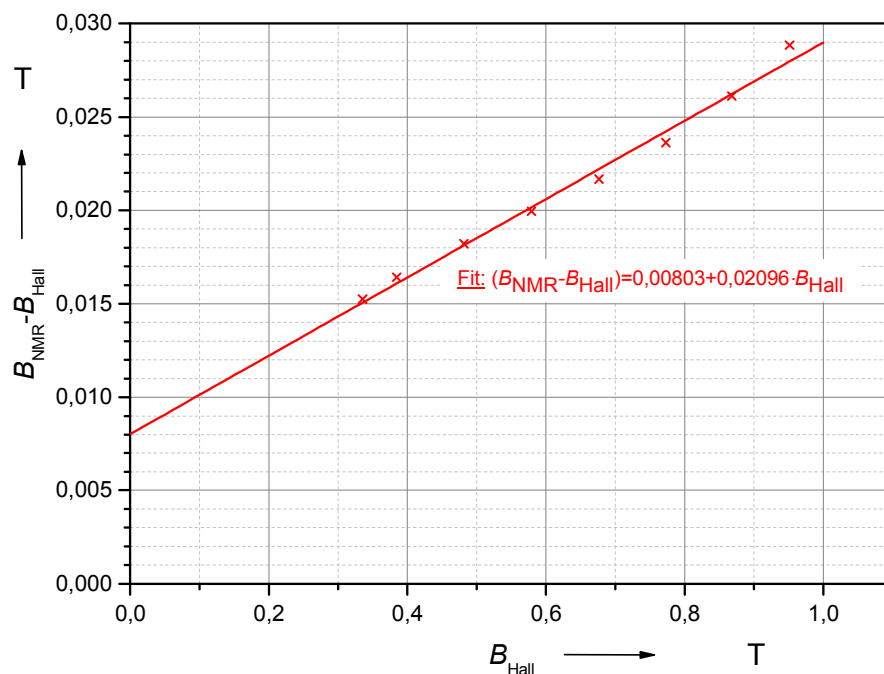


Abbildung 3.9: Verlauf der Geraden, die angewendet wurde, um die Anzeige des Hall-Messsystems im Vergleich zur Anzeige des NMR-Systems zu korrigieren.

Die dominierende Komponente des Magnetfelds, die zur Ablenkung der Elektronen führt, ist senkrecht zu den Flächen der Pole des Spektrometers orientiert. Die Messungen zur Bestimmung der magnetischen Flussdichte wurden auf diese (y-) Komponente des Magnetfelds beschränkt. Die Messungen erfolgten an diskreten Punkten in drei Ebenen zwischen den Polen. Eine Ebene war die Mittelebene zwischen den beiden Polen. Die anderen beiden Ebenen befanden sich im Abstand von 10 mm in positiver bzw. negativer y-Richtung von der Mittelebene entfernt. Das Messpunktraster, welches in allen Ebenen identisch war, ist in Abbildung 3.10 dargestellt. Die Verteilung der Punkte wurde so gewählt, dass sie den relevanten Bereich abdeckt, in dem sich die Elektronen innerhalb der Vakuumkammer bewegen. Die Rasterpunkte sind in einem Abstand von 10 mm in x- und z-Richtung angeordnet. Dies ist die feinste Rasterung, die möglich war, um das Magnetfeld innerhalb eines Arbeitstages in allen drei Ebenen vermessen zu können.

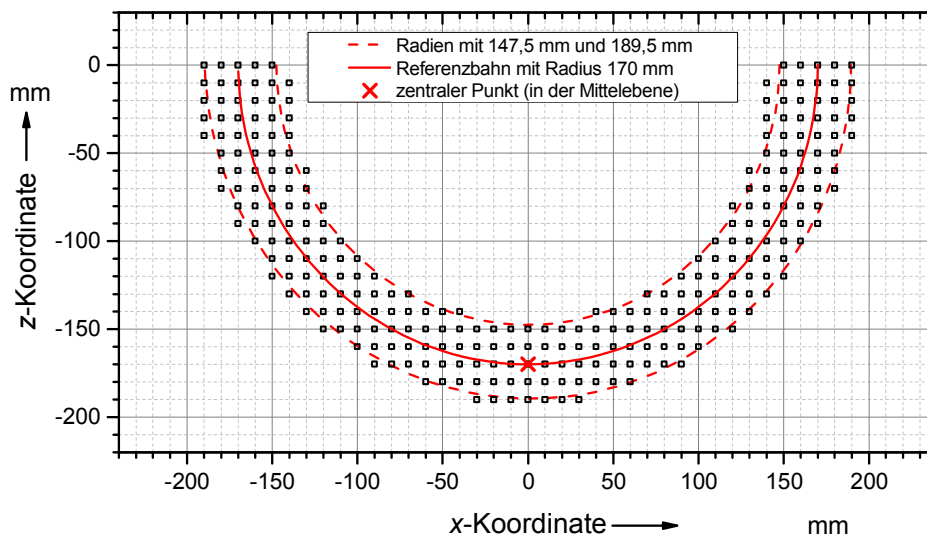


Abbildung 3.10: Die mittlere Ebene des Messpunktrasters, welches verwendet wurde, um das Magnetfeld innerhalb des Spektrometers an diskreten Punkten zu erfassen.

Für die Positionierung der Sonde bei der Magnetfeldmessung wurde ein software-gesteuertes 3D-Positioniersystem verwendet, welches eine hohe Positioniergenauigkeit von 1/100 mm aufwies. Ein Referenzpunkt war nötig, um den Zusammenhang zwischen Positioniersystem, Spektrometer und Sonde herzustellen. Die Genauigkeit, mit der der Referenzpunkt angegeben werden konnte, war ausschlaggebend für die Genauigkeit bei der Positionierung, die konservativ mit 1 mm abgeschätzt wurde. Ein weiterer Aspekt, der für die Positionierungsunsicherheit beachtet wurde, betrifft den effektiven Messort der Hall-Sonde, der unbekannt war. Die Hall-Sonde besaß ihre größte Ausdehnung in z-Richtung. Daher wurde der Einfluss einer zusätzlichen Unsicherheit anhand der Variation des Magnetfelds im inhomogenen Randbereich abgeschätzt, da die Variation in z-Richtung am stärksten war.

Bevor die Magnetfeldmessung gestartet wurde, wurde eine Aufwärmphase von einer Stunde abgewartet. Während dieser Zeit und auch während der nachfolgenden Messungen wurde das Spektrometer mit einem nominellen Strom von 50 A betrieben, was einer magnetischen Flussdichte

von circa 0,5 T am zentralen Punkt auf der Referenzbahn des Spektrometers entsprach. In Abbildung 3.11 ist der Zusammenhang zwischen dem eingestellten Spektrometerstrom und der gemessenen magnetischen Flussdichte dargestellt. Strom bzw. Flussdichte wurden so gewählt, dass sie der Elektronenenergie angepasst waren, die für das Benchmark-Experiment geplant war (ca. 25 MeV). Für die Messung der Flussdichte im Spektrometer an den verschiedenen Rasterpunkten wurde ein vorhandenes System zur Datenerfassung genutzt. Das System lieferte 60 Messwerte pro Sekunde, von denen Mittelwert und Standardabweichung berechnet wurden. Für jeden Punkt des Messrasters wurden 5 solcher Mittelwerte erneut gemittelt und deren Standardabweichung bestimmt, so dass für jeden Messpunkt ein Mittelwert und dessen Standardfehler aufgezeichnet wurden. Der Standardfehler wurde verwendet, um die Unsicherheit der Flussdichte abzuschätzen. Auf Basis der Messung zur Verteilung der magnetischen Flussdichte im Spektrometer, wurde die relative Verteilung der Flussdichte ermittelt. Dazu wurden die aufgezeichneten Mittelwerte auf den Mittelwert normiert, der für den zentralen Referenzpunkt bestimmt wurde. Die zur relativen Verteilung gehörenden Unsicherheiten wurden ebenfalls berechnet. Es wurde auch untersucht, welchen Einfluss es hat, wenn spätere Messungen mit dem Spektrometer bei Einstellungen für den Spektrometerstrom (und damit für die magnetische Flussdichte) stattfinden, die um ± 5 A von 50 A abweichen. Eine dadurch bedingte Änderung im relativen Verlauf der magnetischen Flussdichte wurde als Beitrag zur Gesamtunsicherheit berücksichtigt.

Neben den bisher beschriebenen Messungen zum Bestimmen der relativen Verteilung der magnetischen Flussdichte im Spektrometer fanden weitere Messungen statt. Die zeitliche Stabilität des Magnetfelds wurde mit einer Langzeitmessung über 25 Stunden überprüft, während das Spektrometer mit einem Strom von 50 A gespeist wurde. Die Untersuchung wurde mit einer NMR-Sonde (Typ 1060 R4) durchgeführt, die am zentralen Punkt im Spektrometer platziert war. Es zeigte sich, dass das Magnetfeld während der ersten Stunde nach dem Einschalten aufgebaut wird und danach nur noch Abweichungen auftreten, die kleiner als $1 \cdot 10^{-4}$ relativ zum berechneten Mittelwert sind. Diese Abweichung ist kleiner als der Wert, der für die Feldhomogenität angegeben ist (siehe Tabelle 3.1). Messungen mit dem Spektrometer wurden daher stets nach einer Aufwärmphase von circa einer Stunde durchgeführt.

Auch die Hysterese des Magneten wurde mit der NMR-Sonde an der zentralen Referenzposition untersucht. Dazu wurde das Spektrometer mit acht verschiedenen Stromwerten zwischen 35 A und 99 A betrieben. Die Stromwerte wurden sowohl aufsteigend als auch absteigend eingestellt. Zu jedem eingestellten Strom wurde die jeweilige Flussdichte gemessen. Die gemessenen Flussdichten zu den Stromwerten wurden zu Mittelwert und Standardabweichung verrechnet. Ströme und gemessene Flussdichten sind in Abbildung 3.11 dargestellt. Es besteht ein linearer Zusammenhang zwischen beiden Größen. Da die Werte der Standardabweichung der Flussdichte für die acht Stromwerte relativ zum jeweiligen Mittelwert betrachtet stets kleiner als $2 \cdot 10^{-5}$ waren, wurde die Hysterese des Spektromettermagneten vernachlässigt.

Die Messungen zur Untersuchung des Magnetfelds des Spektrometers fanden ohne Vakuumkammer und in Luft statt. Im endgültigen Betriebszustand befindet sich die evakuierte

Vakuumkammer im Spektrometer. Ob Luft oder Vakuum den Spalt zwischen den Polen des Spektrometers ausfüllt, hat vernachlässigbaren Einfluss auf das Magnetfeld, da die relative magnetische Permeabilität von Vakuum nur geringfügig von der relativen magnetischen Permeabilität der Luft abweicht ($\mu_{\text{Vakuum}} = 1$; $\mu_{\text{Luft}} = 1,00000037$). Der Einfluss der Vakuumkammer und ihrer Schweißnähte auf die magnetische Flussdichte wurde mit Materialproben und mit Hilfe einer Dummy-Vakuumkammer untersucht. Die magnetische Permeabilität der Materialproben mit und ohne Schweißnähte wurde bestimmt, um die Angaben des Herstellers zu überprüfen. Die magnetische Permeabilität aller Proben lag in der Größenordnung von 1,003, variierte aber probenabhängig. Es wurde untersucht, ob dadurch ein Einfluss auf das gemessene Feld im Spektrometer nachweisbar ist, indem die Materialproben in das Spektrometer gelegt wurden und die magnetische Flussdichte an Punkten oberhalb der Proben gemessen wurde. Die Messergebnisse dazu sind in Abbildung 3.12 zu sehen. Zusätzlich sind Messwerte in der Abbildung ergänzt, die ohne Anwesenheit einer Materialprobe aufgenommen wurden. Es ist zu sehen, dass das Material einen Einfluss auf die magnetische Flussdichte hat und dass der Einfluss mit der Materialstärke (Grund- und Deckplatte der Vakuumkammer: 3 mm, Seitenwände: 5 mm) zunimmt. Das Vorhandensein von Schweißnähten verursacht keinen zusätzlichen Effekt.

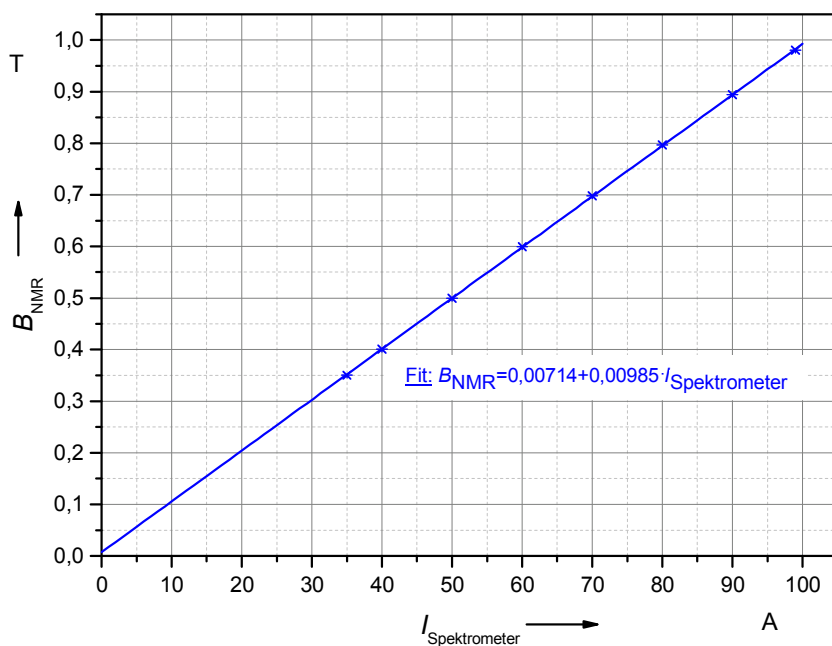


Abbildung 3.11: Zusammenhang zwischen Spektrometerstrom und magnetischer Flussdichte. Die markierten Werte sind gemessene Werte. Sie liegen auf einer Gerade, deren Fit in der Grafik angegeben ist.

Weiterführende Untersuchungen mit einer Dummy-Vakuumkammer ermöglichten es den Materialeinfluss als Faktor zu quantifizieren. Diese Kammer war aus dem gleichen Material (gleiche Materialcharge) gefertigt, wie die eigentliche Vakuumkammer. Die Geometrie der Dummy-Kammer entsprach im Wesentlichen der originalen Kammer, mit dem Unterschied, dass bei der Dummy-Kammer eine Öffnung nach vorn gelassen wurde. Aufgrund dieser Öffnung war es möglich, die Flussdichte innerhalb der Dummy-Kammer zu messen, wenn diese in das

Spektrometer eingebaut war. Der Korrekturfaktor für den Einfluss des Kammermaterials auf die gemessene magnetische Flussdichte wurde anhand des Vergleichs von Messungen mit der Dummy-Kammer und ohne Kammer bestimmt.

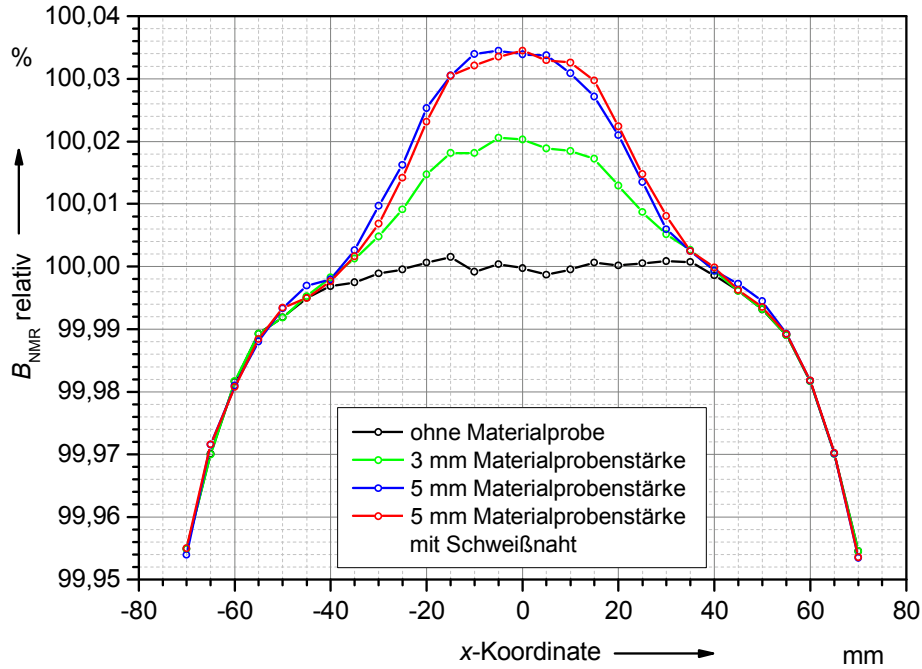


Abbildung 3.12: Veranschaulichung der Ergebnisse von Messungen mit und ohne Edelstahl-Materialproben im Spektrometer. Die Proben waren Scheiben mit circa 5 cm Durchmesser. Die Messungen wurden auf den Messwert bei $x = 0$ mm ohne Materialprobe normiert.

Die Messungen bezüglich der magnetischen Flussdichte im Spektrometer hatten letztlich das Ziel, die Verteilung der magnetischen Flussdichte beschreiben zu können. Gleichung (3.10) entspricht dieser Beschreibung. Sie gibt an wie die magnetische Flussdichte an jedem Punkt des Messrasters berechnet werden kann:

$$B(x; y; z) = B_{\text{NMR,flex,ref}} \cdot k_{\text{flex,starr}} \cdot k_{\text{NMR}} \cdot k_{\text{ref,Z}} \cdot k_{\text{Hall,rel}}(x; y; z) \cdot k_{\text{vK}} \cdot k_{\text{PosHall}} \quad (3.10)$$

Mit $B_{\text{NMR,flex,ref}}$ wird der aktuell gemessene Wert für die magnetische Flussdichte beschrieben. Er wird an einem festen Punkt, der sich außerhalb der Vakuumkammer befindet, gemessen. Hierfür wird eine flexible NMR-Sonde (Typ 1080) eingesetzt, da eine starre Sonde (Typ 1060) aufgrund eingeschränkter Platzverhältnisse nicht verwendet werden konnte. Der Faktor $k_{\text{flex,starr}}$ beschreibt eine mögliche Abweichung zwischen der Anzeige der starren und der flexiblen Sonde. Dies wurde berücksichtigt, weil alle übrigen Messungen zur Charakterisierung des Spektrometers mit der starren Sonde erfolgten und das Messsystem mit der starren Sonde kalibriert worden ist. Der Faktor k_{NMR} ist der Kalibrierfaktor für das Messsystem mit der starren Sonde. Die Umrechnung des Wertes der magnetischen Flussdichte an der Stelle der flexiblen Sonde (außerhalb der Vakuumkammer) auf den Wert an der zentralen Stelle in der Kammer erfolgt durch $k_{\text{ref,Z}}$. Die positionsabhängigen Faktoren $k_{\text{Hall,rel}}(x;y;z)$ repräsentieren die relative Verteilung der magnetischen Flussdichte. Des

Weiteren werden mit k_{VK} und $k_{PosHall}$ die Einflüsse bedingt durch das Material der Vakuumkammer und die Positionierung der Hallsonde berücksichtigt. Einige der erwähnten Korrekturfaktoren haben einen Wert von eins, wie der Aufstellung zum Unsicherheitsbudget in Tabelle 3.2 entnommen werden kann. Dennoch tragen sie zur Unsicherheit der magnetischen Flussdichte bei. Es gibt darüber hinaus noch andere Einflüsse, die aber vernachlässigt wurden, da sie weder zum Wert der magnetischen Flussdichte noch zu deren Unsicherheit beitragen. Ein Beispiel dafür ist eine mögliche Verdrehung der Sonde relativ zur Messebene.

Gleichung (3.10) ist das (mathematische) Modell, das als Grundlage für die Berechnung der Unsicherheit diene. Die kombinierte Unsicherheit für die magnetische Flussdichte wurde nach Vorgabe des GUM bestimmt (siehe Kapitel 2.3).

Tabelle 3.2: Unsicherheitsbudget für die magnetische Flussdichte, die nach Gleichung (3.10) bestimmt wurde. Das Unsicherheitsbudget ist hier exemplarisch für zwei Punkte dokumentiert. Punkt P1 hat die Koordinaten (-190;0;0) und liegt im Randbereich des Felds. Punkt P2 ist der zentrale Punkt auf der Referenzbahn mit den Koordinaten (0;0;-170). Er ist repräsentativ für den homogenen Feldbereich. Für einige Korrekturen sind der Wert des Faktors und dessen Unsicherheit abhängig vom Bereich, in dem der Punkt liegt. Werte die sich am Punkt P2 ändern, sind in eckigen Klammern angegeben. In der letzten Zeile stehen die Ergebnisse für beide Punkte, wobei die Standardunsicherheit absolut und in Klammern relativ angegeben ist.

Größe	Einheit	Wert	Standard-unsicherheit	Empfindlichkeitskoeffizient	Beitrag zur Unsicherheit
$B_{NMR,flex,ref}$	T	0,499364	$6,0 \cdot 10^{-5}$	0,39 [0,99]	$2,3 \cdot 10^{-5}$ [$5,9 \cdot 10^{-5}$]
$k_{NMR,flex,starr}$		0,9999939	$1,8 \cdot 10^{-6}$	0,19 [0,49]	$3,5 \cdot 10^{-7}$ [$8,8 \cdot 10^{-7}$]
k_{NMR}		1,00000000	$6,8 \cdot 10^{-7}$	0,19 [0,49]	$1,3 \cdot 10^{-7}$ [$3,4 \cdot 10^{-7}$]
$k_{NMR,ref,Z}$		0,9898204	$1,3 \cdot 10^{-6}$	0,20 [0,50]	$2,5 \cdot 10^{-7}$ [$6,4 \cdot 10^{-7}$]
$k_{Hall,rel}(x;y;z)$		0,3916 [1,0000]	$1,6 \cdot 10^{-3}$ [$2,0 \cdot 10^{-3}$]	0,49 [0,49]	$8,0 \cdot 10^{-4}$ ($1,0 \cdot 10^{-3}$)
k_{VK}		0,99984	$1,2 \cdot 10^{-4}$	0,19 [0,49]	$2,2 \cdot 10^{-5}$ [$5,7 \cdot 10^{-5}$]
$k_{PosHall}$		1,0000	$6,4 \cdot 10^{-3}$ [$4,2 \cdot 10^{-5}$]	0,19 [0,49]	$1,2 \cdot 10^{-3}$ [$2,1 \cdot 10^{-5}$]
$B(-190;0;0)$ $B(0;0;-170)$	T	0,1935 0,4942	$1,4 \cdot 10^{-3}$ (0,7 %) $1,0 \cdot 10^{-3}$ (0,2 %)		

3.2.4 Signalerfassung und -auswertung für die Energiebestimmung

Nach Vorbild des Programms ESPLINE [Mac98] wurde ein eigener Algorithmus zur Bestimmung der Elektronenenergie entwickelt. Der implementierte Algorithmus für die Bestimmung der kinetischen Energie der Elektronen sowie das Programm, in dem der Algorithmus integriert ist, sind in [Sch12] beschrieben. Die Eingabe-Werte für den Algorithmus können automatisch aus den Messdatenfiles zur Magnetspektrometrie ausgelesen werden. Alternativ kann der Nutzer die Eingaben aber auch manuell vornehmen. In Tabelle 3.3 ist eine Auflistung der Eingabeparameter

angegeben. Die Parameter horizontale Strahldivergenz δ und vertikaler Eintrittswinkel des Strahls in das Spektrometer θ werden vor der Magnetspektrometrie bestimmt. Dafür wird der Elektronenstrahl bei ausgeschaltetem Spektrometer geradeaus durch die Beamline geführt. Mit Hilfe von Strahlprofilmonitoren werden die Divergenz des Elektronenstrahls und der vertikale Eintrittswinkel bestimmt (siehe Abbildung 3.6 und Abbildung 3.7). Der horizontale Eintrittswinkel φ resultiert aus dem Strom, der zur Ablenkung des Elektronenstrahls an dem Steerer vor dem Spektrometer eingestellt wird.

Die Abmessungen des Strahls liegen in der Größenordnung einiger Millimeter. Um die Position der Elektronen am Eingang des Spektrometers aber möglichst genau bestimmen zu können, ist ein schmaler Eingangsspalt nötig, der allerdings nur einen Teil des Strahls passieren lässt. Da nicht vorausgesetzt werden kann, dass die Energieverteilung über den Strahlquerschnitt konstant ist, muss der gesamte Strahl hinsichtlich der Energie der Elektronen untersucht werden. Zu diesem Zweck wurden zwei Verfahren umgesetzt, die es mit Hilfe des Steerers vor dem Spektrometer erlauben, den gesamten Strahlquerschnitt während einer Messung zu untersuchen. Und zwar kann der Strahlquerschnitt über zwei Arten über den Eingangsspalt bewegt werden: Mehrmals zyklisch mit relativ hoher Frequenz oder einmal pro Drahtposition mit relativ langsamer Ablenkbewegung. Die erste Methode wird im Folgenden als „Wobbeln“ bezeichnet, die zweite Variante als „Sweeping“. Der horizontale Eintrittswinkel wird im Mittel durch den Offsetstrom festgelegt, der am Steerer eingestellt ist. Dieser Offsetstrom positioniert den Elektronenstrahl mittig bezüglich des Eingangsspalts des Spektrometers. Beim Wobbeln bzw. Sweeping wird der Strom um diesen Offset variiert und damit auch die Strahlage ständig verändert. Die maximale Variation um den Offset entspricht einem Winkelwert, der im Rahmen der Betrachtung der Unsicherheit der Energiebestimmung von Bedeutung sein wird.

Tabelle 3.3: Eingabeparameter für den Algorithmus zur Energiebestimmung.

Parameterliste	Typische Werte bzw. Größenordnungen
Horizontale Strahldivergenz	$< 0,1^\circ$
Horizontaler Eintrittswinkel	$0,65^\circ$
Vertikaler Eintrittswinkel	$< 0,05^\circ$
x-Koordinate der Drahtscannerposition	340 mm
Breite des Energieintervalls	± 1 MeV
Energieschrittweite	0,005 MeV
Schrittweite für die Rekonstruktion der Elektronenbahn	0,5 mm
Breite des Spektrometereingangsspalts	1 mm (0,3 mm für Signaluntergrundmessung)
Dicke des Spektrometereingangsspalts	3 mm (fester Wert)
Magnetische Flussdichte	0,5 T

Am Ausgang des Spektrometers muss parallel zu der Strahlbewegung, die bezüglich des Eingangsspalts erfolgt, mit dem Drahtscanner aufgezeichnet werden, wie sich das Drahtsignal in Abhängigkeit von der x-Richtung ändert. Die x-Richtung ist von Interesse, da dies die Richtung ist, in der die Radien der Elektronenbahnen abhängig von ihrer Energie abgebildet werden. Die Bewegung des Drahtscanners in x-Richtung erfolgt in kleinen Schritten. Zwischen dem Ausführen der Schritte nimmt der Draht feste Positionen ein. In diesen Positionen werden mehrere

Signalamplituden des Drahtscanners registriert und gemittelt. Der Mittelwert wird als repräsentativer Wert für die Signalamplitude des Scanners an der bestimmten Position verwendet und entspricht der mittleren Strahlintensität an dieser Position. Die Ergebnisse einer Messung mit dem Drahtscanner sind beispielhaft in Abbildung 3.13 für die Variante des Sweeping veranschaulicht. Zusätzlich wird ein solcher Signalverlauf für den Drahtscanner noch für einen annähernd geschlossenen Spalt aufgezeichnet. Dies dient dazu, den Signaluntergrund zu eliminieren (siehe dazu Kapitel 4.2.3). Die Abbildung für die Wobbel-Methode ist annähernd identisch dazu.

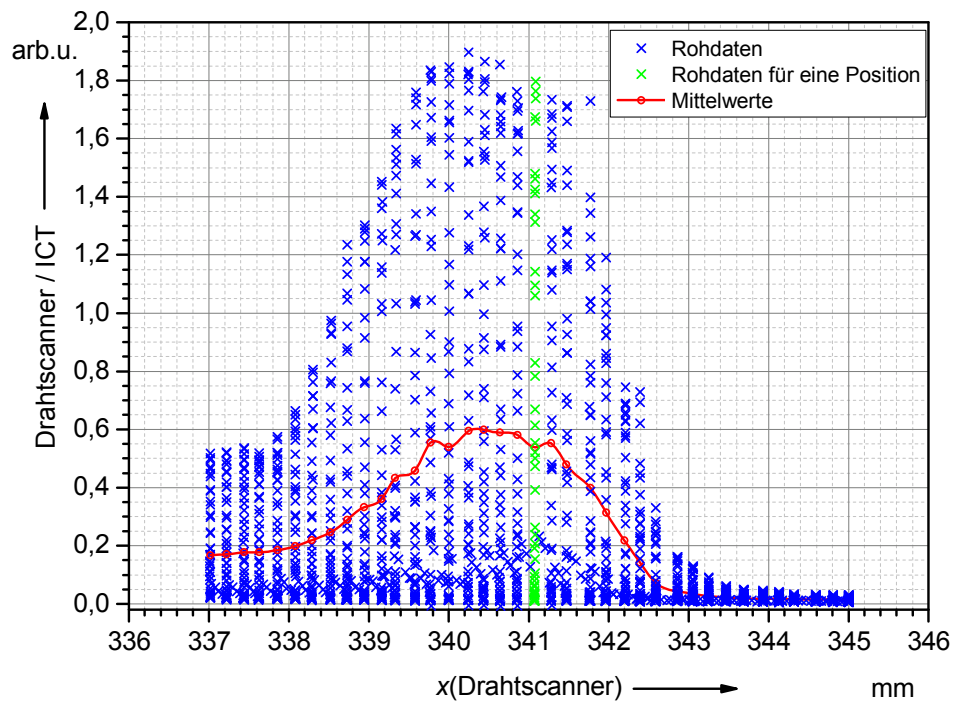


Abbildung 3.13: Veranschaulichung der Signalerfassung am Drahtscanner am Beispiel der Sweeping-Methode (siehe Text). Die Signalamplitude des Drahtscanners ist auf das ICT-Signal normiert. Zu sehen sind die Einzelwerte an den Drahtpositionen, die zu einem Mittelwert verrechnet werden. Beispielhaft sind die Werte für eine bestimmte Drahtposition in grün farblich abgesetzt. Insgesamt hat der Draht in diesem Fall einen Bereich von 337 mm bis 345 mm abgefahren.

In dem Signalverlauf, der vom Untergrund bereinigt ist, gibt es charakteristische Punkte, die ausgewertet werden (siehe dazu Kapitel 4.2.3). In der Regel sind dies das Maximum sowie die beiden Punkte, die zu 50 % der maximalen Amplitude zugeordnet werden können und die damit FWHM entsprechen. Die Auswertung erfolgt aber für jeden dieser Punkte getrennt. Die Position des Drahtscanners zu einem solchen Punkt ist gemäß Tabelle 3.3 ein weiterer wesentlicher Eingabeparameter für den Algorithmus zur Energiebestimmung. Der Algorithmus rekonstruiert anhand dieser Position und der übrigen Eingaben mögliche Elektronenbahnen. Die Rekonstruktion erfolgt für eine vorgegebene Schrittweite, entlang der das Magnetfeld als konstant angenommen wird. Die Elektronen bewegen sich demnach bei jedem Schritt auf einem Kreisbogenstück mit einem Radius r , der sich durch Umstellen von Gleichung (3.8) ergibt. Die Berechnungen der

Elektronenbahnen starten ausgehend von der Drahtposition am Ausgang des Spektrometers. Das heißt, die Elektronenbahnen werden invers in Richtung des Eingangsspalts rekonstruiert. Für die Berechnung der Elektronenbahnen werden Werte für die Energie der Elektronen benötigt. Diese Werte stammen aus einem Intervall, dessen Breite ebenfalls einer der Eingabeparameter ist. Die Mitte dieses Energieintervalls wird anhand des interessierenden charakteristischen Punkts im Verlauf des Drahtsignals und der dazu gehörigen magnetischen Flussdichte nach Gleichung (3.8) abgeschätzt. Die Energien werden mit einer vorzugebenden Energieschrittweite aufgelöst. Nicht alle rekonstruierten Elektronenbahnen können den Eingangspalt passieren. Einige treffen die Wand der Vakuumkammer oder die Blenden des Eingangsspalts. In diesem Fall werden die Energien, die diesen Elektronenbahnen zugeordnet sind, verworfen. Passieren die Elektronen den Eingangspalt, werden die Energien abgespeichert. Ein schmaler Eingangspalt begrenzt die möglichen Energien, die einer Drahtposition zugeordnet werden und bedingt daher eine genauere Energiebestimmung. Daher wird der Eingangspalt für die Messung möglichst schmal eingestellt. Er muss aber immer noch so breit sein, dass deutlich ein Maximum im Verlauf des Drahtsignals erkennbar ist.

Ein wesentlicher Vorteil des implementierten Algorithmus zur Energiebestimmung gegenüber bekannten Verfahren wie der SCOFF-Methode oder RAYTRACE ist, dass er eine Abschätzung der Unsicherheit bei der Energiebestimmung erlaubt. Es handelt sich hierbei um eine Abschätzung, da für die Bestimmung der Unsicherheit eine, im Vergleich zu den Regeln des GUM, vereinfachte Betrachtung gewählt wurde. Aus der Auflistung der Eingabeparameter für den Algorithmus zur Energiebestimmung in Tabelle 3.3 kommen folgende Parameter als Quellen für Unsicherheiten in Frage: Die Breite des Spektrometereingangsspalts, die magnetische Flussdichte, die Position des Drahtscanners, und die horizontale Strahldivergenz sowie der horizontale Eintrittswinkel. Im Fall der Divergenz und der Eintrittswinkel in das Spektrometer werden nur die horizontalen Größen betrachtet, da dies die Orientierung ist, über die der Drahtscanner ein Signal detektiert. Der Signalverlauf, der mit dem Drahtscanner aufgezeichnet wird, ist daher im Wesentlichen auch nur in dieser Richtung empfindlich. Die Unsicherheit für die Breite des Spektrometereingangsspalts beträgt für Schlitzbreiten bis zu 2 mm maximal 50 μm . Dieser Wert wurde aus Messungen mit einem induktiven Wegsensor (LVDT) und der Anzeige des Schrittmotors, der die Blenden des Eingangsspalts verfährt, ermittelt. Die Anzeige des Schrittmotors war außerdem noch mit Hilfe einer Fühl- und einer Schiebelehre überprüft worden, bevor die Vakuumkammer in das Spektrometer eingebaut worden ist. Da diese 50 μm um Vielfache kleiner sind als die Unsicherheit der Positionierung des Drahtscanners, werden sie für die Unsicherheitsbetrachtung vernachlässigt. Zum Draht ist bekannt, dass sein Querschnitt 200 μm beträgt. Für die Genauigkeit mit der er bezüglich der Mitte des Eingangsspalts positioniert werden kann, wird ein Wert von 500 μm angenommen. Die Hälfte der Summe dieser beiden Werte, also 350 μm , ist mindestens als erweiterte Messunsicherheit für die Drahtposition anzunehmen. Die Unsicherheit für die horizontale Divergenz und den horizontalen Eintrittswinkel wird durch die Unsicherheit des Eintrittswinkels dominiert. Die Unsicherheit des Eintrittswinkels ist bedingt durch das Wobbeln bzw. Sweeping so groß (Beispielwerte siehe Kapitel 4.2.3), dass die Unsicherheit bei der

Bestimmung der Strahldivergenz (siehe Kapitel 6.2.1) demgegenüber vernachlässigbar ist. Es bleiben daher für die Unsicherheitsbetrachtung folgende relevante Größen übrig: Die Position des Drahtscanners, der horizontale Eintrittswinkel und die magnetische Flussdichte. Für die Drahtposition und den Eintrittswinkel werden Rechteckverteilungen angenommen. Beiden Größen wird damit jeweils ein minimaler und ein maximaler Grenzwert zugeordnet. In Kombination beider Größen ergeben sich dadurch vier mögliche Kombinationen für die Grenzfälle der Unsicherheiten. Für jeden der Grenzfälle werden n Werte für die Skalierung der Unsicherheiten des Magnetfelds durch Zufallszahlen (MC-Methodik) ermittelt und stets die Energiebestimmung durchgeführt. Aus den dabei abgespeicherten Energien kann später ein Histogramm erstellt werden, welches die Verteilung der Energie in Form von Bins, deren Breite der vorgegebenen Energieschrittweite entspricht, wiedergibt (siehe Kapitel 6.2.1). An das Histogramm der Energiebins kann in der Regel eine gaußförmige Verteilung der Energie angepasst werden, aus der die mittlere Energie sowie deren Standardunsicherheit entnommen werden können. Dieses Verfahren wird auf die drei eingangs erwähnten charakteristischen Punkte im Verlauf des Drahtsignals angewandt. Mit den erhaltenen Informationen wird das Energiespektrum der Elektronen erstellt.

Die vorgestellte Methode wurde verwendet, um das Energiespektrum des Elektronenstrahls des Forschungsbeschleunigers zu bestimmen, der für das Benchmark-Experiment eingesetzt wurde. Auf die konkreten Messungen im Zusammenhang mit dem Benchmark-Experiment wird in Kapitel 4.2.3 eingegangen und das Ergebnis der Energiebestimmung wird in Kapitel 6.2.1 vorgestellt.

3.3 Untersuchung von Einflüssen auf die Monte-Carlo-Berechnung

In den Kapiteln 1 und 2.2.2 wurde bereits erwähnt, dass für MC-Simulationen nicht nur eine statistische Unsicherheit zu berücksichtigen ist, die dem Verfahren immanent ist, sondern auch nicht statistische Unsicherheiten (Unsicherheiten vom Typ B) vorhanden sind. Die Ursachen für diese nicht statistischen Unsicherheiten sind u.a. Eingaben, die der Nutzer vornimmt. Beim Nachbilden eines Experiments in einem MC-Programm wie EGSnrc wird ein Modell des experimentellen Aufbaus erstellt, wobei der Nutzer die Geometrie des Modells und der darin verwendeten Materialien sowie die Geometrie und die Strahlungsqualität der Strahlungsquelle festlegt. Das Ergebnis der MC-Berechnung hängt in solch einem Fall davon ab, wie gut das Modell die realen Verhältnisse beschreibt. Andere Nutzereingaben, die sog. Transport-Parameter, beeinflussen direkt den Strahlungstransport und damit das Rechenergebnis. Beispiele für Transport-Parameter sind in Tabelle 3.4 aufgelistet. Zu den Transport-Parametern zählen auch die Wechselwirkungsquerschnitte und Bremsvermögen, die für die MC-Rechnung verwendet werden. Dabei kann der Nutzer pro Parameter zwischen mehreren Optionen wählen. Detaillierte Erläuterungen und weiterführende Literatur dazu sind in [Kaw09a] angegeben. In der Regel gibt es eine Option, die die genauesten Berechnungsergebnisse liefert (siehe zum Beispiel [Rog13]), dennoch sind die Wechselwirkungsquerschnitte und Bremsvermögen nur mit begrenzter Genauigkeit bekannt.

Tabelle 3.4: Beispiele für Transport-Parameter in EGSnrc. Die Standardeinstellungen nach [Wul10] sind angegeben bzw. unterstrichen. Die Angaben in geschweiften Klammern dienen zum Verständnis der Abkürzungen, die in Abbildung 3.14 verwendet werden.

Transport-Parameter	Einstellmöglichkeit	Beschreibung
ECUT und PCUT	Standardwerte: ECUT = 521 keV PCUT = 1 keV	Abschneideenergie für Transport von Elektronen* {ECUT} und Photonen {PCUT}; beim Erreichen bzw. Unterschreiten dieses Energiewertes wird das Teilchen nicht weiter transportiert und die Teilchenenergie lokal deponiert
Photon cross sections	<u>SI</u> , XCOM oder EPDL	Wechselwirkungsquerschnitte für Photonen nach Storm und Israel (SI), Datenbibliothek des Lawrence Livermore National Laboratory {EPDL} oder NIST {XCOM}
Brems cross sections	<u>BH</u> oder NIST	Wechselwirkungsquerschnitte für Bremsvermögen nach Bethe-Heitler (BH) oder Daten des National Institute of Standards and Technology {NIST}
Pair cross sections	<u>BH</u> oder NRC	Wirkungsquerschnitte für Paarbildung nach Bethe-Heitler (BH) oder National Research Council Canada {NRC pair}
Electron Impact Ionization {electron ii}	<u>aus</u> , Kawrakow {kaw}, Gryzinski {gry}, Kolbenstvedt {kol}, Casnati {cas}	Wechselwirkungsquerschnitte für Elektronen-Stoßionisation nach Kawrakow, Gryzinski, Kolbenstvedt oder Casnati
Pair angular sampling {pair a samp}	KM, <u>Simple</u> oder <u>aus</u>	Modellierung der Winkelverteilung von Positron und Elektron bei der Paarbildung; Modellierung nach Koch und Motz (KM)
Radiative Compton corrections {rad corr}	ein {ON} oder <u>aus</u>	Strahlungskorrektur zum Compton-Effekt
Rayleigh scattering {rayleigh}	ein {ON} oder <u>aus</u>	Explizite Modellierung vs. Berücksichtigung von Rayleigh-Streuprozessen
Triplet production {triplet}	ein {ON} oder <u>aus</u>	(Nicht-) Berücksichtigung der Triplettbildung

*Elektronenenergie beinhaltet auch die Ruheenergie

In der Publikation von Wulff et al. [Wul10] werden Unsicherheiten vom Typ B im Zusammenhang mit der MC-Berechnung von Korrekturfaktoren für die Strahlungsqualität k_Q untersucht. Die Korrekturfaktoren werden, wie in Kapitel 2.1.3 dokumentiert, nach Gleichung (2.17) bestimmt. Insbesondere werden in der Arbeit von Wulff et al. die Ergebnisse für einen Korrekturfaktor exemplarisch vorgestellt, der für ein Spektrum hochenergetischer Photonenstrahlung mit einer nominellen Energie von 24 MV [Moh85] und einem $\text{TPR}_{20,10} = 0,806$ ermittelt wurde. Damit waren konservative Abschätzungen der nicht statistischen Unsicherheiten für k_Q möglich, die auch für niedrigere Energien zutreffend sind. Die in der Simulation verwendete Geometrie und die eingesetzten Materialien entsprechen einem typischen Aufbau, wie er in der Strahlentherapie zur Bestimmung der Wasser-Energiedosis mit offenen, luftgefüllten Ionisationskammern verwendet wird. Es bestehen daher Ähnlichkeiten zu dem Modell, welches für das Benchmark-Experiment erstellt wurde. Eine weitere wichtige Parallele zum Benchmark-Experiment ist der Einsatz einer

hochenergetischen Photonenstrahlungsquelle. Aufgrund dieser Voraussetzungen entstand die Idee, die Ergebnisse der MC-Rechnungen, die dem k_Q -Faktor für 24 MV in [Wul10] zugrunde liegen, zu nutzen, um die Unsicherheiten vom Typ B für die MC-Rechnung zum Benchmark-Experiment abzuschätzen. Von Interesse war dabei die berechnete Luft-Energiedosis in der Ionisationskammer bei der Strahlungsqualität Q und wie sich diese in Abhängigkeit der verschiedenen Untersuchungsparameter ändert. Diese Luft-Energiedosis, die in Gleichung (2.17) durch die Größe $\bar{D}_{K,Q}$ wiedergegeben ist, entspricht der interessierenden Größe, die Gegenstand der vorliegenden Arbeit ist. Die notwendigen Daten wurden auf Nachfrage zur Verfügung gestellt [Wul13].

Ein Aspekt unter dem die Daten [Wul13] ausgewertet wurden, betraf die Einstellung verschiedener Transport-Parameter. Dabei wurde ein Referenzfall verwendet, bei dem die MC-Simulation mit Transport-Parametern, die standardmäßig eingestellt sind, durchgeführt wurde. Die Ergebnisse für die Rechnungen, bei denen Änderungen bezüglich der Standardvorgaben für die Transport-Parameter erfolgten, wurden im Verhältnis zu dem Ergebnis des Referenzfalls betrachtet. Außerdem wurden die Unsicherheiten der Verhältnisse berechnet, die in diesem Fall auf den statistischen Unsicherheiten der zugrunde liegenden Werte beruhen. Die Ergebnisse dazu sind in Abbildung 3.14 dargestellt, wobei die Fehlerbalken die Unsicherheiten der Verhältnisse wiedergeben.

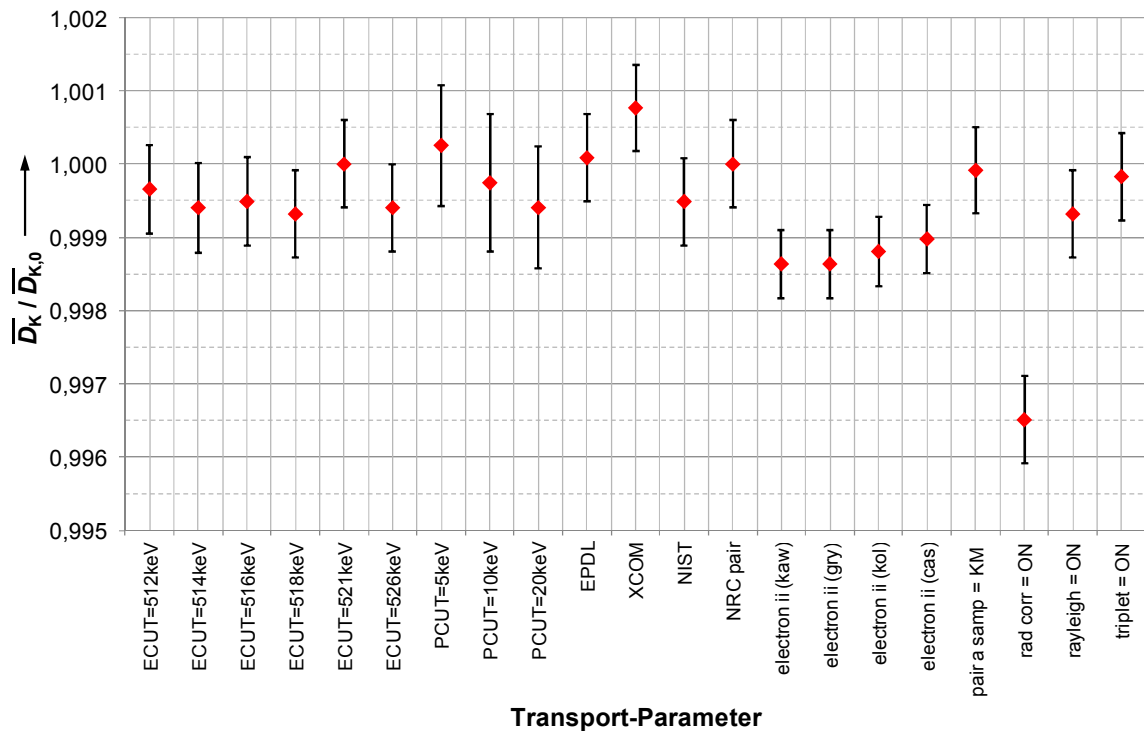


Abbildung 3.14: Relative Änderung der Luft-Energiedosis \bar{D}_K bei Variation der Transport-Parameter in EGSnrc. Die relative Änderung bezieht sich auf die Luft-Energiedosis $\bar{D}_{K,0}$, die bei Standardeinstellungen der Transport-Parameter (siehe Tabelle 3.4) berechnet wurde. Die Abkürzungen für die Transport-Parameter sind in Tabelle 3.4 erklärt.

Bis auf eine Ausnahme („rad corr = ON“) liegen die Ergebnisse in Abbildung 3.14 alle in einem Intervall $[0,9980; 1,0015]$, wobei die Grenzen konservativ festgelegt sind, da das Intervall die Unsicherheit der Grenzen mit einschließt. Auf Basis dieses Intervalls, welches die Form einer Rechteckverteilung mit asymmetrischen Grenzen hat, ergibt sich für die Unsicherheit des Einflusses der Transport-Parameter auf das MC-Ergebnis ein Unsicherheitsbeitrag von 0,1 %. Außerhalb des eben genannten Intervalls liegt nur der Wert, bei dem für den Strahlungstransport für Compton-Wechselwirkungen Strahlungskorrekturen berücksichtigt wurden. In einer Veröffentlichung von Ali et al. [Ali12a] wird darauf hingewiesen, dass solche physikalischen Sekundäreffekte unter bestimmten Umständen eine Rolle spielen können. Ali et al. stellen in ihrer Publikation Transmissionsmessungen und dazugehörige EGSnrc-Rechnungen für hochenergetische Photonenstrahlung vor. In den Simulationen wurden die Transport-Parameter eingestellt, die für die gegebenen Bedingungen von großen Abmessungen, extremer Schwächung und starker Strahlkollimation die genauesten Ergebnisse erzeugen sollten. Dazu zählte u.a. auch, die Strahlungskorrekturen für den Compton-Effekt zu aktivieren. Leider war es anhand der Daten in [Ali12a] nicht möglich eine Abschätzung zur Größenordnung des Einflusses dieses Parameters auf das MC-Ergebnis zum Benchmark-Experiment vorzunehmen, da die Experimente sehr unterschiedlich sind. Aus diesem Grund wurde ergänzend zu den Ergebnissen, die aus den Ausführungen oben resultieren, eine Simulation zum Benchmark-Experiment durchgeführt, wobei die Strahlungskorrekturen bei Compton-Wechselwirkungen berücksichtigt wurden. Die Frage, inwieweit diese Einstellung für die Transport-Parameter doch einen größeren Einfluss ausmacht, wie es entsprechend [Ali12a] vermutet werden kann, wird daher in Kapitel 6.3 wieder aufgegriffen.

Ein weiterer Aspekt, der zu untersuchen war, betraf den Einfluss der Unsicherheit der Wechselwirkungsquerschnitte und Bremsvermögen auf die MC-Ergebnisse. Dieser Aspekt wird in [Ali12a] zwar erwähnt und eine damit verbundene Unsicherheit eingeräumt, aber er wird nicht explizit untersucht. Dagegen boten auch hier die Arbeit von Wulff et al. und die daraus zur Verfügung gestellten Daten eine Möglichkeit, um diesen Punkt zu hinterfragen. Für die Auswertung der Daten hinsichtlich dieses Aspekts wurde das gleiche Verfahren genutzt, dass auch in [Wul10] angewandt und ursprünglich in [Car08] vorgeschlagen wurde. Dieses Verfahren reduziert den Rechenaufwand, der für das Erstellen eines Unsicherheitsbudgets für Ergebnisse aus MC-Rechnungen notwendig ist. Dabei werden die Empfindlichkeitskoeffizienten, die zur Berechnung der kombinierten Standardunsicherheit benötigt werden, auf Grundlage der Annahme eines linearen Zusammenhangs zwischen dem MC-Ergebnis y und möglichen Parametern x_i bestimmt und es wird eine relativ große Parametervariation Δx_i vorgenommen. Resultiert daraus eine Änderung $\Delta y > 10 \cdot u_{MC}$, wobei u_{MC} die statistische Unsicherheit der MC-Simulation ist, wird in diesem Fall $c_i = \Delta y / \Delta x_i$ verwendet. Bei Änderungen $\Delta y < u_{MC}$ wurde entsprechend [Wul10] $\Delta y' = (\Delta y + u_{MC})$ angenommen und $c_i = \Delta y' / \Delta x_i$ verwendet. Die Werte für die Standardunsicherheiten, die für die Wechselwirkungsquerschnitte und Bremsvermögen angenommen werden konnten, wurden [Wul10] entnommen und basieren u.a. auf [Hub06] und [ICR84]. Für das Unsicherheitsbudget, welches in Tabelle 3.5 aufgeführt ist, wurden bei der Einzelaufschlüsselung nach Materialien nur die Materialien berücksichtigt, die auch im Benchmark-Experiment bzw. der

dazugehörigen Simulation vorhanden sind. Im Vergleich zu [Wul10] sind das alle Materialien außer Wasser. Im Resultat ergibt sich eine kombinierte Unsicherheit von 0,38 % bedingt durch die Unsicherheiten, die durch die Wechselwirkungsquerschnitte zu berücksichtigen sind. Insgesamt wird mit den Daten nach Wulff et al. ein Beitrag von 0,39 % als Typ B Unsicherheit zur Unsicherheit des Endergebnisses der MC-Simulation begründet. Bei der Kombination der beiden Teilergebnisse von 0,1 % und 0,38 % dominiert der größere Wert bedingt durch die Unsicherheit der Wechselwirkungsquerschnitte. Es ist allerdings zu beachten, dass diese Unsicherheit nur auf Basis von Daten abgeschätzt wurde, die anhand eines ähnlichen Simulationsmodells berechnet worden sind und dass eine andere Veröffentlichung [Ali12a] den Transport-Parametern einen größeren Einfluss einräumt.

Im Zusammenhang mit den Wechselwirkungsquerschnitten, ist noch ein weiterer Sachverhalt interessant, der aber ausschließlich in [Ali12a] behandelt wird. In EGSnrc und auch in den älteren EGS-Versionen werden keine Kernphotoeffekte berücksichtigt. Für die Untersuchungen in [Ali12a] wurde EGSnrc dahingehend erweitert, dass zumindest die Abschwächung der Strahlung durch Kernphotoeffekte im Berechnungsalgorithmus enthalten ist, wobei aber keine Sekundärteilchen erzeugt werden [Ali12b]. Ali et al. geben für ihre MC-Rechnungen an, dass eine Vernachlässigung des Kernphotoeffekts im Target und anderen Materialien zu Fehlern der berechneten Transmissionsdaten von bis zu 0,4 % führen [Ali12a]. Die Wortwahl Fehler ist hierbei gerechtfertigt, da bei der Vernachlässigung des Kernphotoeffektes die physikalische Realität unzureichend wiedergegeben wird. Da aber nicht mit Sicherheit angenommen werden kann, dass dieser Fehler auch für die Simulationen zum Benchmark-Experiment zutreffend ist, wird stattdessen eine zusätzliche Unsicherheitskomponente von 0,4 % eingeräumt. Dies ist wiederum eine konservative Abschätzung, da die Transmissionsdaten als Verhältnis von Kammersignalen mit und ohne Abschwächung definiert sind (siehe Literaturverweise in [Ali12a]). Die Unsicherheit von 0,4 % ist somit die kombinierte Unsicherheit von zwei Einzelkomponenten, von denen eine Komponente im ungünstigsten Fall die kombinierte Unsicherheit dominieren kann.

Zusammenfassend wird mit den Angaben in [Ali12a] und anhand der Erkenntnisse, die auf Grundlage der Daten von [Wul13] gewonnen wurden, eine Unsicherheit vom Typ B für die MC-Rechnungen zum Benchmark-Experiment von 0,56 % abgeschätzt. Dieser Wert resultiert aus der Kombination der beiden Unsicherheitsbeiträge von 0,39 % und 0,4 %. Der Beitrag von 0,56 % zur Gesamtunsicherheit der Simulation zum Benchmark-Experiment berücksichtigt den Einfluss durch die Wahl der Transport-Parameter mit Ausnahme der Strahlungskorrekturen bei Compton-Wechselwirkungen, den Einfluss der unzureichenden Kenntnisse, die zu Wechselwirkungsquerschnitten und Bremsvermögen bestehen und den Einfluss durch Vernachlässigung des Kernphotoeffektes in EGSnrc.

Tabelle 3.5: Unsicherheitsbudget zum Einfluss der Wechselwirkungsquerschnitte auf die Luft-Energiedosis. Die Variation des Bremsvermögens wurde realisiert, indem die mittlere Ionisierungsenergie geändert wurde.

Parameter			Empfindlichkeitskoeffizient	Standardunsicherheit	Unsicherheitsbeitrag
		Material	$c_i = \frac{\partial(\Delta \bar{D}_K / \bar{D}_K)}{\partial x_i}$	$u(x_i)/x_i$ in %	$\Delta \bar{D}_K / \bar{D}_K$ in %
Variation der Photonenwechselwirkungsquerschnitte	Photoeffekt	C	0,012	2	0,02
		PMMA	0,015	2	0,03
		Al	0,027	2	0,05
	Compton-Streuung	C	0,082	1	0,08
		PMMA	0,079	1	0,08
		Al	0,026	1	0,03
	Paarbildung	C	0,012	2	0,02
		PMMA	0,016	2	0,03
		Al	0,009	2	0,02
Variation des Bremsvermögens		C	0,046	6,1	0,28
		PMMA	0,017	1,4	0,02
		Al	0,007	0,8	0,006
		Luft	0,172	1,3	0,22
Kombinierte Unsicherheit für $\Delta \bar{D}_K / \bar{D}_K$ in %					0,38

Bisher wurde noch nicht betrachtet, wie sich ungenaue Kenntnisse über die Geometrie, das Material und die Strahlungsquelle im Simulationsmodell auf das Ergebnis auswirken. Um dies prinzipiell untersuchen zu können, wurde von einer exakten Modellierung des experimentellen Aufbaus abgesehen und ein sehr stark abstrahiertes rotationssymmetrisches Simulationsmodell verwendet (siehe Abbildung 3.15). Das erschien ausreichend, um wesentliche Effekte erkennen zu können, benötigte aber weniger Rechenzeit. Wie in Abbildung 3.15 zu erkennen ist, erfolgte die Dosisberechnung für ein kleines Luftvolumen im Umgebungsmedium Luft und nicht für das Luftvolumen innerhalb einer Ionisationskammer, die in einem Phantom platziert ist. Die Erarbeitung der Kammermodelle wurde getrennt von diesen Voruntersuchungen vorgenommen. Die Vorgehensweise dabei wird in Kapitel 5 vorgestellt.

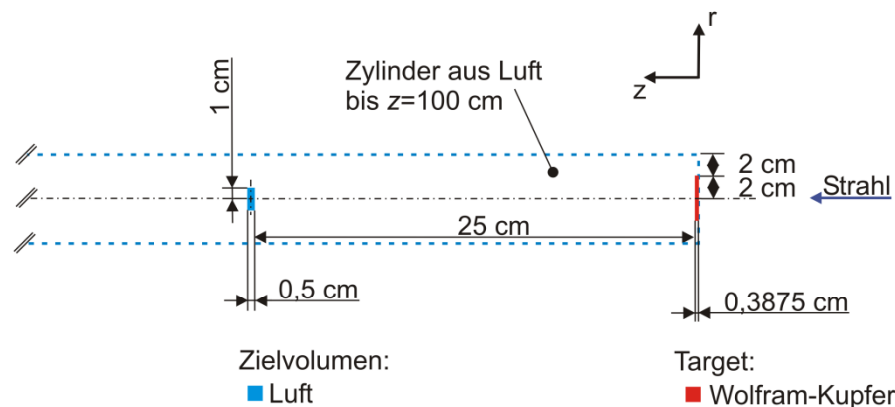


Abbildung 3.15: Rotationssymmetrisches Modell für EGSnrc, welches verwendet wurde, um den Einfluss von Geometrie, Material und Strahlungsquelle auf die Dosisberechnung zu untersuchen.

Abgesehen von der Ionisationskammer bildet das Bremsstrahlungstarget eine wichtige Komponente des Simulationsmodells. Daher wurden u.a. die Variationen der Geometrie- und Materialeigenschaften des Bremsstrahlungstargets in den Voruntersuchungen behandelt. Die Erkenntnisse, die dabei erzielt wurden, waren auch in Bezug auf das Design und die Charakterisierung des Targets wichtig. Darüber hinaus wurde untersucht, welche Auswirkungen Änderungen der Energie der Strahlungsquelle auf die Höhe der Energiedosis im interessierenden Luftvolumen haben.

Aufgrund des einfachen rotationssymmetrischen Aufbaus des Simulationsmodells (siehe Abbildung 3.15) konnte für diese Fragestellungen der user code `dosrz` für die Dosisberechnung eingesetzt werden. Für die Transportparameter wurden in den einzelnen Simulationen stets die gleichen Einstellungen beibehalten. Die Strahlungsquelle wurde als Parallelstrahl mit einem Radius von 0,2 cm definiert, der senkrecht auf das Bremsstrahlungstarget auftraf. Das Bremsstrahlungstarget, welches in Abbildung 3.15 angedeutet ist, besteht aus einer Wolfram-Kupfer-Legierung (siehe Kapitel 4.3). Es lagen keine gesicherten Informationen über die Dichte und die Zusammensetzung der Legierung vor. Daher wurde eine genaue Dichtebestimmung durchgeführt, deren Wert auch Rückschlüsse auf die Zusammensetzung zuließ. Die genaue Dichtebestimmung ergab einen Wert von $14,4247 \pm 0,0025 \text{ g/cm}^3$ ($k = 2$). Dieser Wert war ein Indiz dafür, dass die Legierung aus 72 % Wolfram und 28 % Kupfer (W/Cu 72/28) besteht [Mat13]. Wolfram-Kupfer der Zusammensetzung 80/20 hat im Gegensatz dazu typischerweise eine Dichte $> 15 \text{ g/cm}^3$ [AMP13; Thy13; Lit13]. Tabelle 3.6 gibt mögliche Kombinationen von Dichte und Zusammensetzung des Targetmaterials wieder, die aufgrund verschiedener Informationen angenommen werden konnten. Abbildung 3.16 zeigt Ergebnisse für Simulationen bezüglich dieser möglichen Kombinationen. Bei der zunächst angenommenen Materialzusammensetzung 80/20 bewirkt die genaue Kenntnis der Dichte aus der Messung bis auf zwei Nachkommastellen genau, dass ein Fehler von 0,76 % bei der Dosisberechnung vermieden wird. Einen wesentlich größeren Einfluss als die Dichte hat allerdings die Materialzusammensetzung. Bei gleicher Dichte des Targetmaterials unterscheiden sich die berechneten Dosiswerte für eine Zusammensetzung von 80/20 im Vergleich zu einer Zusammensetzung von 72/28 um 6,41 %. Die Kenntnis der Dichte bis auf die dritte Nachkommastelle genau macht bei der Zusammensetzung 72/28 dagegen nur 0,05 % Unterschied in der Dosis aus. Die Untersuchungen bezüglich des Targetmaterials zeigen auf, dass aufgrund der exakten Dichtebestimmung für das Material, die auch Aufschluss über die Zusammensetzung des Materials gab, der Beitrag zur Unsicherheit der berechneten Dosis bedingt durch diese Materialeigenschaften vernachlässigbar ist. Dies gilt unter der Annahme, dass die aus der Dichte abgeleitete Zusammensetzung 72/28 für das Targetmaterial korrekt ist.

Des Weiteren wurde der Einfluss der Unsicherheit, die aus der ungenauen Kenntnis der Targetdicke resultieren würde, betrachtet, wobei für das Target die Spezifikationen nach Nr. 3 in Tabelle 3.6 angenommen wurden. Die Ergebnisse zu diesen Simulationen sind in Abbildung 3.17 dargestellt. Die Dicke des Targets wurde im Mittel zu 3,875 mm bestimmt, wobei die Standardabweichung 0,001 mm betrug. In Abbildung 3.17 ist zu erkennen, dass die Dosisabweichung 0,12 % bzw. 0,23 % beträgt, wenn die mittlere Dicke des Targets um den Wert einer Standardabweichung ab- bzw. zunimmt.

Tabelle 3.6: Spezifikationen des Wolfram-Kupfer-Targets.

Lfd. Nr.	Zusammensetzung W/Cu	Dichte in g/cm ³	Erläuterung
1	80/20	14,47	Erste Annahme bezüglich Zusammensetzung und Dichte
2	80/20	14,42	Zusammensetzung laut erster Annahme, Dichte aus Messung (trunkiert auf zwei Nachkommastellen)
3	72/28	14,42	Zusammensetzung aus Recherche, Dichte laut Messung (trunkiert auf zwei Nachkommastellen)
4	72/28	14,425	Zusammensetzung aus Recherche, Dichte laut Messung (gerundet auf drei Nachkommastellen)

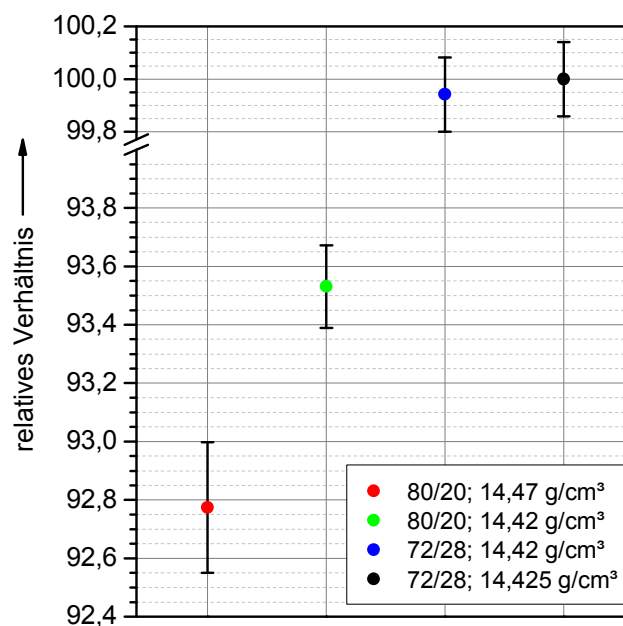


Abbildung 3.16: Betrachtungen bezüglich der Zusammensetzung W/Cu und Dichte des Bremsstrahlungstargets aus Wolfram-Kupfer. Das relative Verhältnis, welches auf der Ordinatensachse abgetragen ist, bezieht sich auf die im Zielvolumen deponierte Energiedosis, wobei die Energiedosis für den Fall der Zusammensetzung 72/28 und der Dichte von 14,425 g/cm³ als Bezugswert dient. Die Fehlerbalken berücksichtigen die statistischen Unsicherheiten der zugrundeliegenden Rechnungen.

Welchen Einfluss die Energie des Elektronenstrahls ausmacht, ist schließlich in Abbildung 3.18 zu sehen. Dabei wurde als Bezugswert für die Energie der beschleunigten Elektronen 25 MeV angenommen. Steigt die Energie der Elektronen um 0,01 MeV, 0,02 MeV bzw. 0,05 MeV an, so nimmt die Dosis um 0,23 %, 0,35 % bzw. 0,47 % zu. Unsicherheiten über die Höhe der Energie in Größenordnungen, wie sie beispielhaft verwendet wurden, verursachen demnach Dosisänderungen von über 0,1 %. Eine dadurch bedingte Unsicherheit bei der Dosisberechnung ist in der Regel zu berücksichtigen, da sie oberhalb der empfohlenen Grenze liegt, ab der Beiträge im Unsicherheitsbudget vernachlässigt werden können [TEC05; TEC08]. In Realität ist die Energie von Elektronen aus Beschleunigern nicht ideal monoenergetisch, sondern gaußförmig um eine

mittlere Energie verteilt. Beispielhaft wurde berechnet, wie sich die Dosis ändert, wenn eine spektrale Verteilung der Elektronenenergie um eine mittlere Energie von 25 MeV mit einer Halbwertsbreite von 0,2 MeV¹⁴ angenommen wird. In diesem Fall sinkt die Dosis gegenüber dem Bezugswert der Dosis für 25 MeV monoenergetischem Strahl um 0,23 %. Die energetische Beschreibung der Quelle stellt daher ebenfalls einen bedeutenden Einfluss auf die Höhe der Dosis dar. Die Ergebnisse zum Einfluss der Energie auf die Höhe der berechneten Dosis in der Simulation, machen deutlich, warum ein hoher Aufwand betrieben wurde, um mit Hilfe eines Magnetspektrometers, das energetische Spektrum des Elektronenstrahls des verwendeten Forschungsbeschleunigers zu bestimmen. Auch die Unsicherheit bezüglich der Targetdicke bewirkt nicht zu vernachlässigende Dosisänderungen. In Hinblick auf die Unsicherheitsbetrachtung für die EGSnrc-Simulationen zum Benchmark-Experiment (Kapitel 6.3.1) wird von Interesse sein, wie stark die Unsicherheiten bedingt durch die Targetdicke bzw. die Energie im Vergleich zueinander zur Geltung kommen. Dies ist letztlich davon abhängig, wie genau die Energiebestimmung für das Benchmark-Experiment erfolgen kann. Tendenziell weisen die Ergebnisse der Untersuchungen bezüglich der Targetdicke und zur Höhe der Energie darauf hin, dass die Änderungen der Dosis bedingt durch die Unsicherheit der Höhe der Energie größer sind als Dosisänderungen aufgrund der Unsicherheit der Targetdicke, wenn die Energie im Mittel nicht bis auf 20 keV genau bestimmt werden kann.

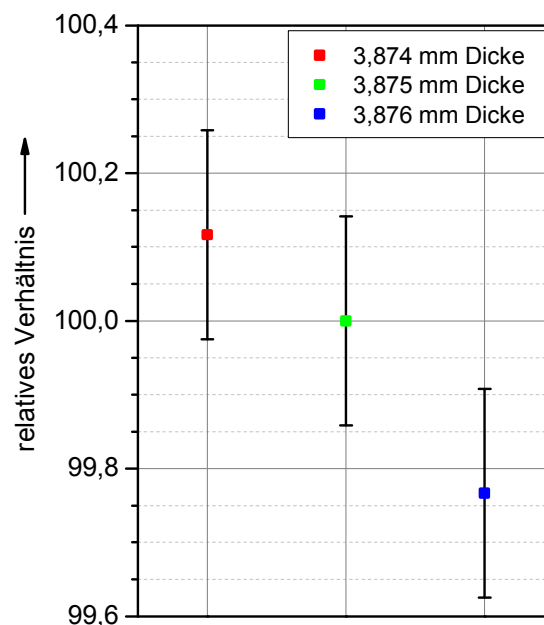


Abbildung 3.17: Einfluss der Dicke des Bremsstrahlungstargets auf die im Zielvolumen deponierte Energiedosis. Die Energiedosis für 3,875 mm Targetdicke wurde als Bezugswert verwendet. Die Fehlerbalken repräsentieren die statistischen Unsicherheiten der MC-Simulationen.

¹⁴ Eine Halbwertsbreite von ca. 0,2 MeV war nach Auswertungen erster Testmessungen mit dem Magnetspektrometer für das Energiespektrum des Elektronenstrahls zu erwarten.

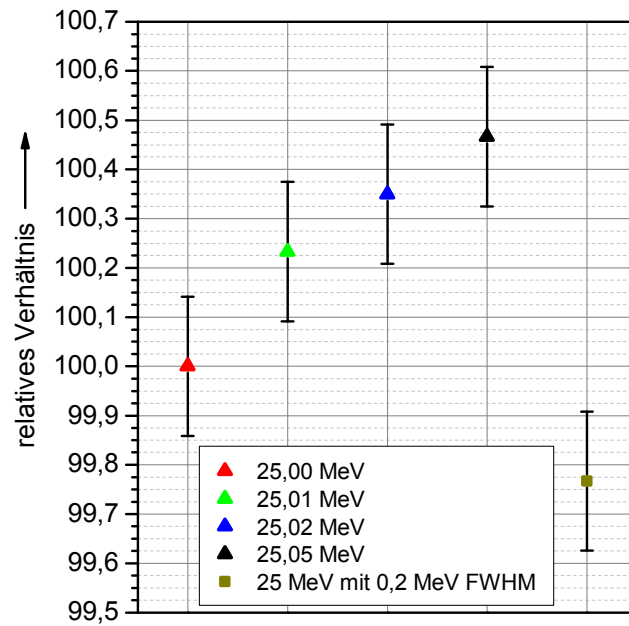


Abbildung 3.18: Betrachtungen bezüglich verschiedener Elektronenenergien, die auf das Bremsstrahlungstarget treffen und welche relative Energiedosis dabei im Zielvolumen deponiert wird. Hierbei dient die Energiedosis als Bezugswert, die für Elektronen einer Energie von 25 MeV bestimmt wurde. Die statistischen Unsicherheiten der MC-Rechnungen sind durch Fehlerbalken dargestellt.

4 Aufbau und Durchführung des Benchmark-Experiments

4.1 Überblick zu Bestandteilen und zum Aufbau des Experiments

Ziel des Benchmark-Experiments ist, das Ergebnis einer MC-Simulation direkt, also absolut, mit dem experimentellen Resultat zu überprüfen. Das Ergebnis einer solchen Simulation ist für das Beispiel der Berechnung einer Energiedosis in Gleichung (2.18) wiedergegeben. Demnach sind für das Benchmark-Experiment folgende Größen zu ermitteln: Die Energie E , die in einem Volumen V mit der Dichte ρ deponiert wird, die Größen V und ρ sowie die Normierungsgröße Φ bzw. die Größen, aus denen Φ berechnet wird. Außerdem sind Informationen notwendig, um das virtuelle Simulationsmodell zum Experiment erstellen zu können. Dies sind Informationen zu den geometrischen Verhältnissen im experimentellen Aufbau, den verwendeten Materialien und zu den Eigenschaften der Strahlungsquelle, damit diese modelliert werden kann. Eine hochenergetische Strahlungsquelle, die bezüglich relevanter Strahleigenschaften charakterisiert werden kann, steht an der PTB in Form eines Forschungsbeschleunigers für die Dosimetrie in der Strahlentherapie zur Verfügung [Der09]. Der 11 m lange Linearbeschleuniger verfügt über zwei Beschleunigungsabschnitte. Der erste Abschnitt kann Elektronen auf eine Energie zwischen 0,5 MeV und 10 MeV beschleunigen. Im zweiten Abschnitt können die Elektronen bis zu 50 MeV an kinetischer Energie erreichen. Die Beschleunigungsstrecken verfügen über mehrere Elektromagnete zur Strahlführung und -fokussierung. Am Ende der beiden Strecken sind Dipole vorhanden, die den Elektronenstrahl in den jeweiligen Experimentierraum umlenken. Im Experimentierraum ist der Abschnitt des Beschleunigers untergebracht, der für Experimente verwendet wird und im Folgenden als Experimental-Beamline bezeichnet wird. In der Experimental-Beamline sind, neben Elektromagneten zur Strahlführung und -fokussierung eine Reihe von Strahl Diagnosegeräten installiert, die der Charakterisierung des Elektronenstrahls dienen. Hierzu gehören mehrere Strahlprofil- und Strahlstrommonitore und ein Magnetspektrometer. Die Strahlcharakterisierung mit Strahlprofil- und Strahlstrommonitoren wird in Kapitel 4.2.2 beschrieben. Die Magnetspektrometrie, die der Bestimmung der kinetischen Energie des Elektronenstrahls dient, wurde bereits in Kapitel 3.2 ausführlich behandelt, um dem Aufwand für die Überarbeitung und Weiterentwicklung eines vorhandenen Systems Rechnung zu tragen. Im Folgenden wird daher nur auf Details bei der Magnetspektrometrie eingegangen, die im Zusammenhang mit dem Benchmark-Experiment relevant sind. Am Ende der Experimental-Beamline kann entweder ein Austrittsfenster zur Auskopplung des Elektronenstrahls oder ein Bremsstrahlungstarget angebracht werden. Letztere Möglichkeit wird zur Erzeugung von Photonenstrahlung benötigt und ist damit für das Benchmark-Experiment relevant. Das Thema Eigenschaften und Design von Bremsstrahlungstargets wird in Kapitel 4.3 behandelt, da für das Benchmark-Experiment eigens ein Bremsstrahlungstarget anzufertigen war. Rund 2 m hinter dem Target und fluchtend mit der Beamline war ein Phantom aus PMMA aufgebaut, in welchem Ionisationskammern eingebaut werden konnten. Die Ionisationskammern dienten als Detektor für die ionisierende Strahlung. Die Ionisationskammerdosimetrie für das Benchmark-Experiment wird in Kapitel 4.4 vorgestellt. Das Ziel des Benchmark-Experiments wird in Kapitel 4.5 wieder aufgegriffen und in Form einer

mathematischen Gleichung (Modell der Messung) ausformuliert. Diese Gleichung lieferte das experimentelle Ergebnis, welches als Maßstab zur Überprüfung der MC-Simulation diente und auch das Modell für die Unsicherheitsbetrachtung bildete.

4.2 Die Strahlungsquelle: Der PTB-Forschungsbeschleuniger

4.2.1 Aufbau der Experimental-Beamline und Betrieb des Beschleunigers

Für das Benchmark-Experiment stand die hochenergetische Beschleunigungsstrecke des Forschungsbeschleunigers für die Dosimetrie in der Strahlentherapie zur Verfügung. Um in dem Energiebereich zu arbeiten, der in der klinischen Praxis üblich ist, wurde das Benchmark-Experiment für eine nominelle Energie von 25 MeV geplant. Die Betriebsparameter des Beschleunigers wurden so gewählt, dass sie einen langfristig stabilen Betrieb des Beschleunigers ermöglichten und dabei ein geometrisch und energetisch gut definierter Elektronenstrahl zur Verfügung stand. Für die Charakterisierung des Elektronenstrahls wurden in der Experimental-Beamline folgende Geräte zur Strahldiagnose eingebaut: drei Strahlprofilmonitore (Beam Profiler), zwei Strahlstrommonitore (Integrating Current Monitors, Abk.: ICTs) und ein Magnetspektrometer. Abbildung 4.1 zeigt die Experimental-Beamline, wobei die eben genannten Geräte in der Abbildung gekennzeichnet sind.

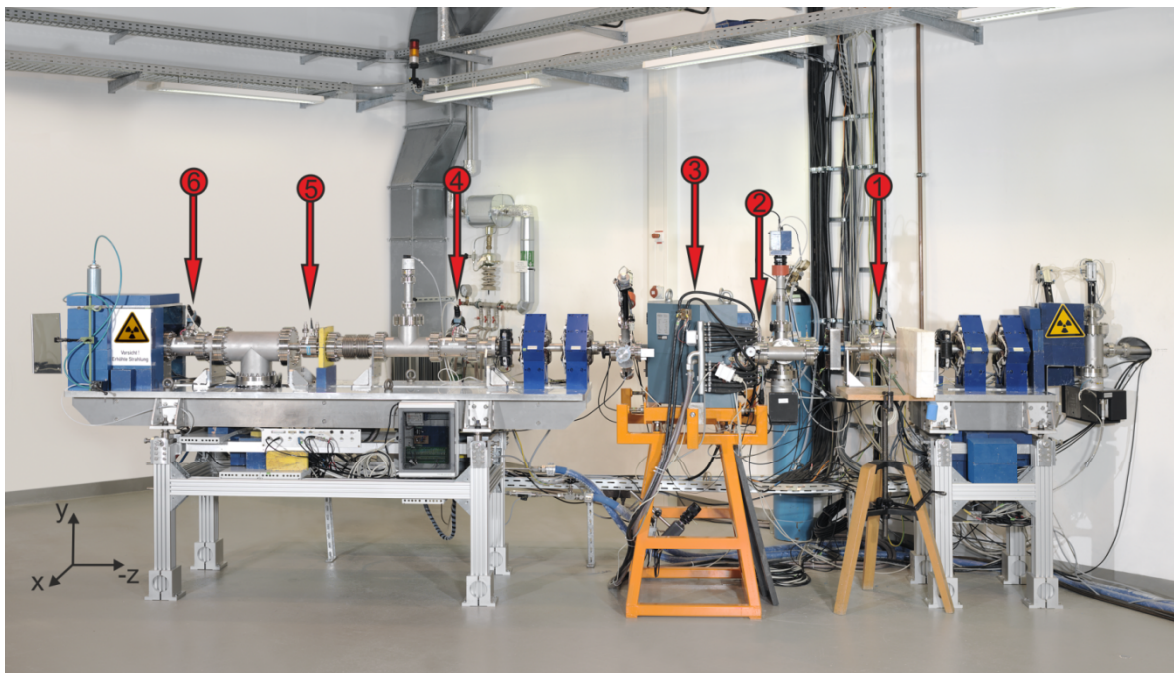


Abbildung 4.1: Die Experimental-Beamline mit Geräten zur Strahldiagnose. Die verschiedenen Geräte sind in der Abbildung nummeriert: Strahlprofilmonitore: 1, 4 und 6; Strahlstrommonitore: 2 und 5; Magnetspektrometer: 3.

4.2.2 Erfassen von Strahlgeometrie und Pulsladung

Zum Erfassen der Strahlgeometrie wurden mehrere Strahlprofilmonitore entlang der Experimental-Beamline installiert. Bei den Strahlprofilmonitoren handelt es sich um Geräte der Firma National Electrostatics Corporation (NEC). Die Profilmonitore besitzen einen speziell gebogenen, rotierenden Draht, welcher den Elektronenstrahl in x- und y-Richtung bezüglich der Experimental-Beamline (Richtungen gemäß Abbildung 4.1) abtastet. Der Draht liefert Signale, mit denen die Form des Elektronenstrahls entlang der x- und y-Achse rekonstruiert werden kann, wenn die Signale aufgezeichnet und grafisch veranschaulicht werden. Auf diese Weise entstehen Abbilder horizontaler (entlang x-Achse) und vertikaler (entlang y-Achse) Strahlprofile. Strahlprofile wurden zu Beginn, während und am Ende des Benchmark-Experiments aufgezeichnet, um die Strahlgeometrie zu erfassen. Eine Veranschaulichung gemessener Strahlprofile ist in Kapitel 6.2.1 zu finden. Da mehrere Profilmonitore entlang der Beamline eingebaut wurden, konnte anhand der gemessenen Strahlprofile auch die Divergenz des Strahls ermittelt werden, wie es in Abbildung 3.6 dargestellt ist. Weiterhin ist es möglich anhand der Strahlschwerpunkte zu ermitteln, unter welchem Winkel sich der Strahl entlang der Beamline bewegt. Die Winkelermittlung ist in Abbildung 3.7 veranschaulicht.

Zusätzlich sind in der Experimental-Beamline zwei Strahlstrommonitore der Firma BERGOZ Instrumentation installiert. Die Strommonitore funktionieren prinzipiell wie Stromtransformatoren, wobei der Elektronenstrahl den primärseitigen Strom darstellt. Aufgrund des Zusammenhangs zwischen Strom und Ladung lässt sich mit diesen Geräten die Pulsladung des Elektronenstrahls erfassen. Wie die Signalerfassung und -auswertung zum Bestimmen der Pulsladung im Detail funktioniert, ist zum Beispiel in [Hin98] dokumentiert. Die exakte Angabe der Pulsladung am targetnah installierten ICT (Nummer 5 in Abbildung 4.1) ist für das Benchmark-Experiment sehr wichtig. Die hier gemessene Pulsladung Q_p ermöglicht die Bestimmung der Anzahl der Elektronen pro Puls N_e :

$$N_e = \frac{Q_p}{e} \quad (4.1)$$

Die Elektronenanzahl, die von der Strahlungsquelle erzeugt wird, ist stets Bestandteil der Normierungsgröße Φ und fließt somit direkt in das experimentelle Ergebnis ein. Für die genaue Bestimmung der Elektronenanzahl wurde eine Kalibrierung des targetnahen Strommonitors vorgenommen, die prinzipiell auch auf den ICT, der vor dem Spektrometer eingebaut ist (Nummer 2 in Abbildung 4.1), übertragbar wäre, da beide ICTs baugleich sind. Die Kalibrierung erfolgte mit Hilfe eines Faraday-Cups [Ill12], der am Ende der Beamline anstelle des Targets angebracht wurde. Ein Faraday-Cup besteht in der Regel aus elektrisch leitenden Materialien und kann als massive Elektrode betrachtet werden, die die gesamte Ladung des Elektronenstrahls erfassen soll. Verluste, die bei der Ladungssammlung auftreten, können im Nachhinein korrigiert werden, wenn die Sammeleffizienz des Faraday-Cups bekannt ist. Die Details der Kalibrierung des Faraday-Cups werden in der vorliegenden Arbeit nicht behandelt, da bei der Kalibrierung zwar mitgewirkt wurde, ein Großteil der wissenschaftlichen Arbeit aber von anderer Seite geleistet

wurde. Die Daten und Informationen, die notwendig waren, um die Pulsladungen, die vom ICT registriert und als Messdaten erfasst wurden in die tatsächliche Pulsladung umzurechnen, wurden zur Verfügung gestellt [Sch13]. Zwei Aspekte wurden für die Kalibrierung berücksichtigt: Erstens ein linearer Zusammenhang zwischen der Pulsladung Q_{ICT} , die vom Strommonitor registriert wurde und der Pulsladung Q_{p} , die mit dem Faraday-Cup bestimmt wurde und zweitens eine Korrektur für die Sammeleffizienz des Faraday-Cups mit einem Faktor k_{FC} . Die Pulsladung Q_{p} lässt sich somit aus der Pulsladung Q_{ICT} , die über die Messung mit dem Strommonitor ermittelt wurde, gemäß des folgenden Zusammenhangs bestimmen:

$$Q_{\text{p}} = (m_1 \cdot Q_{\text{ICT}} + y_0) \cdot k_{\text{FC}} \quad (4.2)$$

In Gleichung (4.2) ist m_1 der Anstieg der Gerade, die den linearen Zusammenhang zwischen den Pulsladungen Q_{ICT} und Q_{p} beschreibt und y_0 ist der Schnittpunkt dieser Gerade mit der y-Achse. Messungen mit dem Strommonitor wurden stets gleichzeitig mit den Kammernmessungen durchgeführt. Das Messsystem arbeitete dabei pulsaufgelöst. Das heißt, zu jedem Wert der Kammeranzeige, die für einen Strahlpuls registriert wurde, wurde eine entsprechende Pulsladung ermittelt.

4.2.3 Bestimmung der kinetischen Energie des Elektronenstrahls

Der Aufbau und die Funktionsweise des Systems für die Bestimmung der kinetischen Energie des Elektronenstrahls, dessen zentrales Gerät ein Magnetspektrometer ist, wurden bereits in Kapitel 3.2 vorgestellt. Dort ist auch beschrieben, wie die Signalerfassung und die -auswertung erfolgen. An dieser Stelle werden daher nur Details der Methoden, die konkret für das Benchmark-Experiment angewandt wurden, vorgestellt, wobei auch konkrete Messungen zur Erläuterung des Vorgehens herangezogen werden.

Die Magnetspektrometrie wurde sowohl zu Beginn des Experiments als auch am Ende, d.h. nach den Messungen mit der jeweiligen HRK durchgeführt, um mögliche Energieänderungen über die Dauer des Experiments (mehrere Stunden) erfassen zu können. Vor den Messungen zur Bestimmung der kinetischen Energie des Elektronenstrahls für das Benchmark-Experiment wurde das Spektrometer für ca. eine Stunde mit 50 A betrieben, um es aufzuwärmen. Es wurde überprüft, dass sich während dieser Zeit ein nahezu konstantes Magnetfeld (Variationen $< 5 \cdot 10^{-4}$, siehe Kapitel 3.2.3) einstellt. Kurze Abschaltphasen (Größenordnung bis zu 10 Minuten) nach der Erwärmung erforderten nur wenige Minuten bis das Feld wieder stabil war. Solche kurzen Abschaltphasen erfolgten zum Beispiel, um zeitnah zur Magnetspektrometrie die horizontale Strahldivergenz und den vertikalen Eintrittswinkel zu bestimmen. Die horizontale Richtung entspricht dabei der Orientierung der x-Achse und die Vertikale der y-Achse in Abbildung 4.1. Der horizontale Eintrittswinkel ergab sich aus dem am Steerer vor dem Spektrometer eingestellten Strom (siehe Kapitel 3.2.2 und 3.2.4). Für das Benchmark-Experiment wurde die Methode des Sweeping verwendet, um die Energie des gesamten Elektronenstrahls bestimmen zu können (siehe

Kapitel 3.2.4). In Abbildung 4.2 sind die Drahtsignale für einen 1 mm breiten Eingangsspalt des Spektrometers und für den nahezu geschlossenen Spalt zu sehen, die während des Benchmark-Experiments mit der HRK2 im Zuge der Messung zu Beginn des Experiments aufgezeichnet wurden. Die Auswertungen der Messdaten für die Energiebestimmung wurden nicht automatisch durch den Algorithmus für die Energiebestimmung vorgenommen, sondern stets manuell durchgeführt. Dies war sinnvoll, um realistische Unsicherheiten für die Eingabeparameter bestimmen zu können, für die der Algorithmus Angaben zur Unsicherheit vorsieht. Einer dieser Eingabeparameter war die Drahtposition, die zu einem bestimmten Punkt des Kurvenverlaufs des Drahtsignals gehörte. Für die manuelle Auswertung des Drahtsignals wurde zunächst dessen Verlauf in Abhängigkeit von der Drahtposition grafisch dargestellt. Dabei wurde sowohl der Verlauf des Signals für eine Spaltbreite von 1 mm am Eingang des Spektrometers als auch der Verlauf bei fast geschlossenem Spalt veranschaulicht, wie es auch in Abbildung 4.2 zu sehen ist. Das Signal bei fast geschlossenem Spalt wurde als Untergrundsignal behandelt. Bei ganz geschlossenem Spalt verschwand dieses Untergrundsignal. Es ist anzunehmen, dass dieser Untergrund von niederenergetischen Elektronen verursacht wird, die an den Kanten der Blenden des Eingangsspalts abgeschwächt werden.

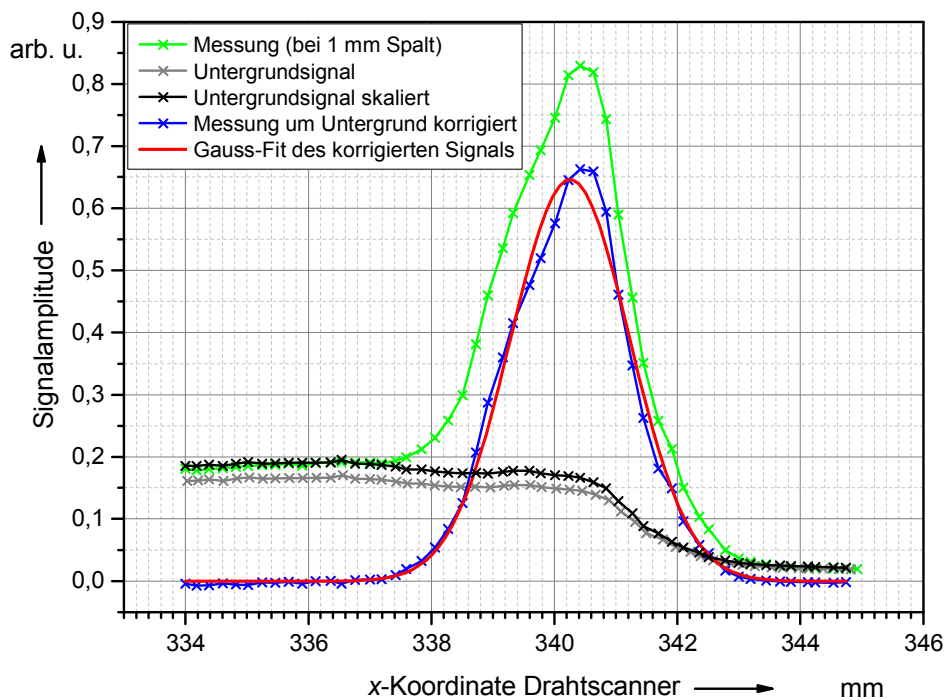


Abbildung 4.2: Die Signale des Drahtscanners in Abhängigkeit von dessen Position, welche am Ausgang des Spektrometers zu Beginn des Benchmark-Experiments mit der HRK2 aufgenommen wurden. Die Signale sind normiert auf die Anzeige des ICTs, der vor dem Spektrometer installiert ist. Neben den ursprünglichen Signalen sind die Signalverläufe zu sehen, die durch weitere Analyse und Verarbeitung daraus gewonnen wurden (Details dazu siehe Text).

Für die Auswertung des Drahtsignals wurde zunächst das Signal für den 1 mm breiten Spalt um den Untergrund korrigiert. Dafür wurden zwei Varianten getestet. Zum einen wurde der unveränderte Untergrund vom Signalverlauf bei einem 1 mm großen Spalt subtrahiert. Zum

anderen wurde das Untergrundsignal skaliert, so dass dessen Amplitude bei kleineren Drahtpositionen (Bereich von 334 mm bis circa 337 mm) annähernd mit der Amplitude des Signals für den 1 mm großen Spalt übereinstimmte. Letzteres ist auch in Abbildung 4.2 veranschaulicht. Am Ende stellte sich heraus, dass es unwesentlich ist, ob der Untergrund vor der Subtraktion skaliert wird oder nicht. Die Ergebnisse, d.h. die letztlich ermittelte Drahtposition zu einem charakteristischen Punkt in der Verteilung des Drahtsignals, beider Methoden stimmten im Rahmen der Unsicherheiten überein. Daher wird nur die Variante mit Untergrundskalierung im Weiteren vorgestellt. Nach Subtraktion des Untergrunds wurde der korrigierte Signalverlauf durch eine Gaußkurve approximiert. Die Rechtfertigung dafür liegt in der Annahme begründet, dass die Energieverteilung der Elektronen des Beschleunigers gaußförmig ist. Nach Gleichung (3.8) wird die Energieverteilung des Elektronenstrahls, die am Eingang des Spektrometers vorliegt, über den Radius am Ausgang des Spektrometers abgebildet. Laut der in [Gre97] angegebenen Quelle [Kar93], ist der Zusammenhang zwischen Radius und Energie für ein konstantes Magnetfeld linear. Es handelt sich demnach um eine lineare Abbildung, die bewirkt, dass sich die Gaußform der Energieverteilung in der Intensitätsverteilung des Strahls am Ausgang des Spektrometers widerspiegelt. Nach Abbildung 4.2 ist die Verteilung der Strahlintensität am Spektrometerausgang annähernd gaußförmig. Die Abweichung des um den Untergrund korrigierten Signalverlaufs von der Gauß'schen Glockenkurve in Abbildung 4.2 kann damit erklärt werden, dass sich hier zwei Energiespektren mit geringfügig abweichender mittlerer Energie überlagern. Das Messsystem für die Magnetspektrometrie ist allerdings nicht in der Lage, dies aufzulösen. Um diesem Umstand Rechnung zu tragen, wurde ein zusätzlicher Unsicherheitsbeitrag für die Auswertung des Drahtsignals berücksichtigt, der die Unsicherheit für die Position des Drahtscanners erhöht. Zu den bereits ermittelten 350 μm erweiterter Messunsicherheit (siehe Kapitel 3.2.4) wurde ein zusätzlicher Beitrag von 400 μm kombiniert, um die Unsicherheit für den Mittelwert der Gaußkurve zu beschreiben. Für die beiden Drahtpositionen, die FWHM festlegen, wurden nur 200 μm statt 400 μm zusätzliche Unsicherheit angenommen, da die Flanken der Kurven laut Abbildung 4.2 eine bessere Übereinstimmung aufweisen. Die Unsicherheit der magnetischen Flussdichte wurde als Standardabweichung der Messwerte der magnetischen Flussdichte ermittelt, die im Datenfile zur Messung mit dem Magnetspektrometer als Mittelwerte pro Drahtposition dokumentiert sind. Die Unsicherheit der horizontalen Strahldivergenz und des horizontalen Eintrittswinkels wird durch die Unsicherheit des Eintrittswinkels dominiert. Die Auslenkung des Winkels um den mittleren Winkelwert, die für das Sweeping benötigt wird (siehe Kapitel 3.2.4), bestimmt den Wert der erweiterten Unsicherheit.

Die Werte für die Unsicherheiten, die für die relevanten Eingangsgrößen des Algorithmus zur Energiebestimmung verwendet wurden, können Tabelle 4.1 entnommen werden. Die Darstellung des Ergebnisses der Energiebestimmung, dass auf Grundlage der hier vorgestellten Informationen ermittelt wurde, erfolgt in Kapitel 6.2.1.

Tabelle 4.1: Verwendete Unsicherheiten zu den Eingangsgrößen des Algorithmus zur Energiebestimmung, für die eine Unsicherheit zu berücksichtigen war. Die Werte gelten beispielhaft für die Messungen zum Benchmark-Experiment mit der HRK2 zu Beginn des Experiments.

Eingangsgröße	Erweiterte Unsicherheit (Erweiterungsfaktor k)	Anmerkung
Position des Drahtscanners	532 μm bzw. 403 μm ($k=1,73$)	$532\mu\text{m} = \sqrt{(350\mu\text{m})^2 + (400\mu\text{m})^2}$; $403\mu\text{m} = \sqrt{(350\mu\text{m})^2 + (200\mu\text{m})^2}$
Eintrittswinkel (und Divergenz)	0,645° ($k=1,73$)	
Magnetische Flussdichte	Messung am Anfang: $5 \cdot 10^{-6}$ T ($k=1$)	Messung am Ende des Experiments: $2,5 \cdot 10^{-6}$ T ($k=1$)

4.3 Targetdesign und Charakterisierung

An klinischen Beschleunigern werden Targetmaterialien hoher Ordnungszahl (meist Wolfram bzw. Wolframlegierungen) eingesetzt [Kri05; Rei90]. Grund dafür ist, dass die Bremsstrahlungsausbeute mit dem Quadrat der Ordnungszahl Z anwächst, während die Energieverluste der Elektronen durch Stöße nur linear mit Z zunehmen [Kri05]. Bezüglich der Targetdicke ist bekannt, dass sie einen Einfluss auf die Bremsstrahlungsausbeute hat. Die Ausbeute steigt mit der Targetdicke zunächst an. Dieser Anstieg wird aber aufgrund der Eigenabsorption von Photonen im Target bei weiter zunehmender Dicke begrenzt. Dieser Effekt ist in Abbildung 4.3 zu sehen. Abbildung 4.3 wurde auf Grundlage von Ergebnissen aus MC-Rechnungen erstellt, wobei ein Target aus Wolfram-Kupfer mit einer Zusammensetzung von 72 % Wolfram und 28 % Kupfer (72/28) und einer Dichte von 14,42 g/cm³ angenommen wurde. Die Dicke des Targets wurde variiert und die Photonen- und Elektronenfluenz wurden hinter dem Target in einer Luftscheibe erfasst, die mit einer Dicke von 0,1 cm und einem Radius von 0,25 cm definiert war. Als Quelle wurde ein Parallelstrahl mit 0,2 cm Radius verwendet, der aus 25 MeV Elektronen bestand. In Abbildung 4.3 ist auch die Elektronenfluenz hinter dem Target dargestellt. Die Elektronenfluenz nimmt annähernd exponentiell ab, wie es nach dem Schwächungsgesetz zu erwarten ist. Ab einer bestimmten Targetdicke (ca. 8 mm) ist ein unterer Grenzwert erreicht, an dem nahezu alle Primärelektronen gestoppt sind. Diese Targetdicke entspricht der Größenordnung der Reichweite der Elektronen im Wolfram-Kupfer-Material, die sich für eine Energie von 25 MeV Elektronen zum Beispiel mit den Daten in [Ber70] abschätzen lässt. Dass die Elektronenfluenz nicht bis auf den Wert null zurück geht, könnte durch Sekundärelektronen verursacht sein.

Das Wolfram-Kupfer-Target, welches für das Benchmark-Experiment gefertigt wurde, wurde aus 5 mm dickem, planem Ausgangsmaterial hergestellt. Das Target wurde als Scheibe mit einem Durchmesser von rund 4 cm konzipiert und wurde mit einem Flansch am Ende der Beamline angebracht. Die Grund- und Deckfläche der Scheibe wurden hinsichtlich ihrer Parallelität nachbearbeitet und zusätzlich geglättet. Nach diesen Bearbeitungsschritten hatte die Scheibe schließlich eine Dicke von $3,875 \text{ mm} \pm 0,001 \text{ mm}$ ($k = 1$). Laut Abbildung 4.3 wird mit einem

Target dieser Dicke beinahe die maximale Photonenausbeute erreicht. Allerdings liegen aber auch noch rund 50 % der Anzahl an Primärelektronen hinter dem Target vor. Dies äußerte sich auch im Verlauf von Tiefendosiskurven, die einerseits mit einer Ionisationskammer NE2571 im PMMA-Phantom (SSD = 100 cm) gemessen und andererseits per MC-Rechnungen ermittelt wurden (siehe Abbildung 4.4). Im Vergleich zum Verlauf einer Tiefendosiskurve für Photonenstrahlung weist die gemessene Kurve eine untypische Form auf. Diese Form entsteht durch die Überlagerung einer Tiefendosiskurve für Elektronenstrahlung, die eine geringe Eindringtiefe besitzt, mit einer Kurve für Photonenstrahlung, deren Ausläufer bis in große Tiefen reicht.

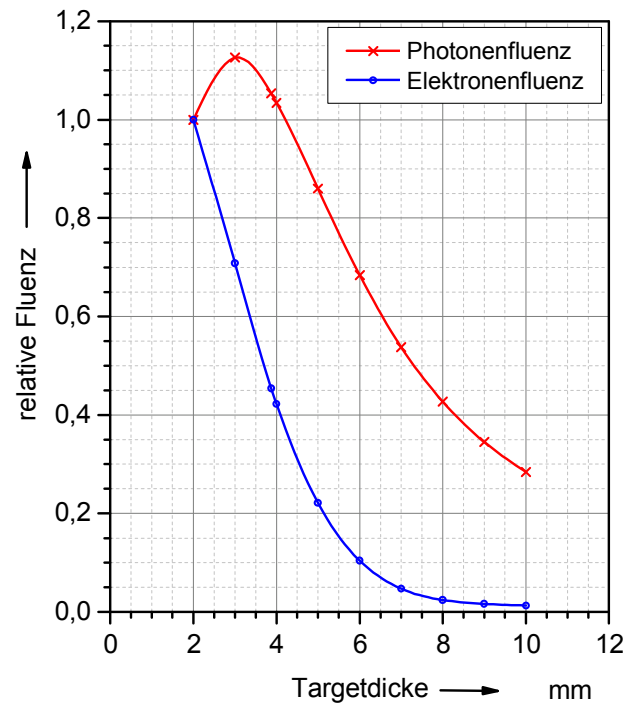


Abbildung 4.3: Relative Photonen- und Elektronenfluenz hinter einem Wolfram-Kupfer-Target mit einer Zusammensetzung 72/28 und einer Dichte von $14,42 \text{ g/cm}^3$ in Abhängigkeit von der Dicke des Targets. Die Datenpunkte wurden auf Basis von Rechnungen mit dem user code `flurz` von EGSnrc erzeugt.

Die Tiefendosiskurve für das 3,875 mm dicke Target in Abbildung 4.4 repräsentiert den Dosisverlauf auf dem Zentralstrahl der Strahlungsquelle, wie er qualitativ auch für das Benchmark-Experiment vorlag. Die Dosisverteilung senkrecht dazu in der Tiefe, in der sich die Kammer befand, wurde durch Messungen mit einer Speicherfolie erfasst. Die Dosisverteilung ist in Abbildung 4.5 wiedergegeben. Abgesehen von der Asymmetrie der Dosisverteilung, auf die in Kapitel 4.4.2 eingegangen wird, weist die Verteilung eine Form auf, die typisch für Photonenstrahlung eines Beschleunigers ohne Ausgleichsfilter (flattening filter) ist. Eine dementsprechende eindimensionale Darstellung ist zum Beispiel in [Gre97] zu finden. An klinischen Beschleunigern ist in der Regel ein Ausgleichsfilter vorhanden. Er kann hinter dem Bremsstrahlungstarget zentrisch im Strahlengang platziert werden und sorgt dann für eine Homogenisierung des Felds, so dass eine flache Dosisverteilung in einem großen Feldbereich erzielt wird. Allerdings ist der Betrieb von Beschleunigern ohne Ausgleichsfilter, der sog.

flattening filter free (FFF) Modus, in der klinischen Strahlentherapie von wachsendem praktischem Interesse, zum Beispiel bei stereotaktischen Bestrahlungen und Intensitätsmodulierter Strahlentherapie (IMRT) [Geo11]. Daher wurde für das Benchmark-Experiment kein Ausgleichsfilter vorgesehen.

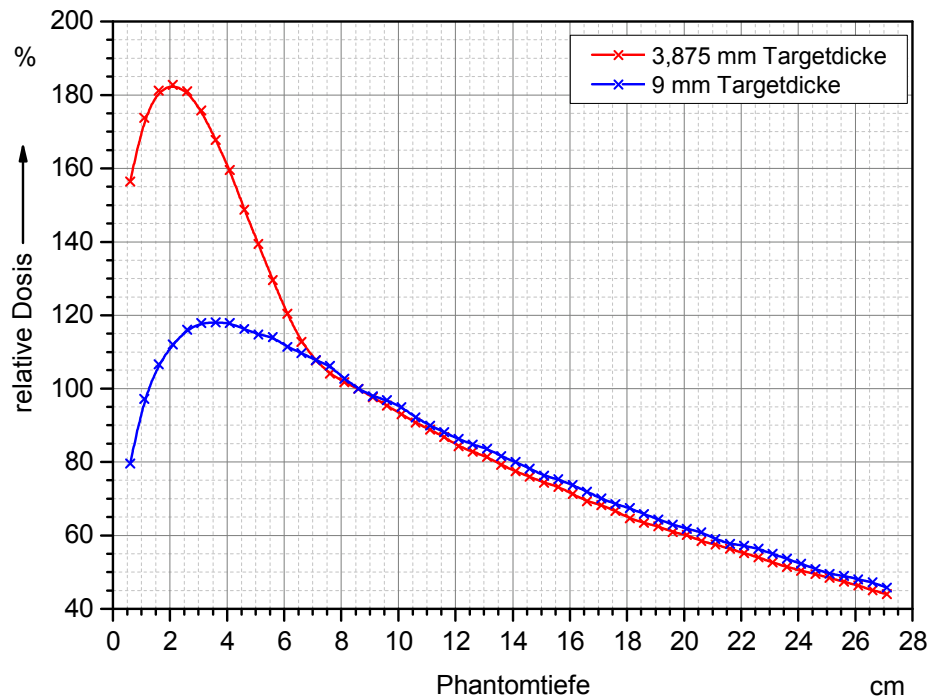


Abbildung 4.4: Tiefendosiscurven simuliert mit `dosr3`. Die rote Kurve zeigt einen Verlauf, wie er für das Wolfram-Kupfer-Target mit 3,875 mm Dicke aus MC-Rechnungen bestimmt wurde. Typischerweise besitzen Photonen-Tiefendosiscurven den charakteristischen Verlauf wie er für ein 9 mm dickes Wolfram-Kupfer-Target ermittelt wurde. Die Materialstärke von 9 mm liegt in der Größenordnung der Elektronen-Reichweite, so dass alle Primärelektronen gestoppt sind.

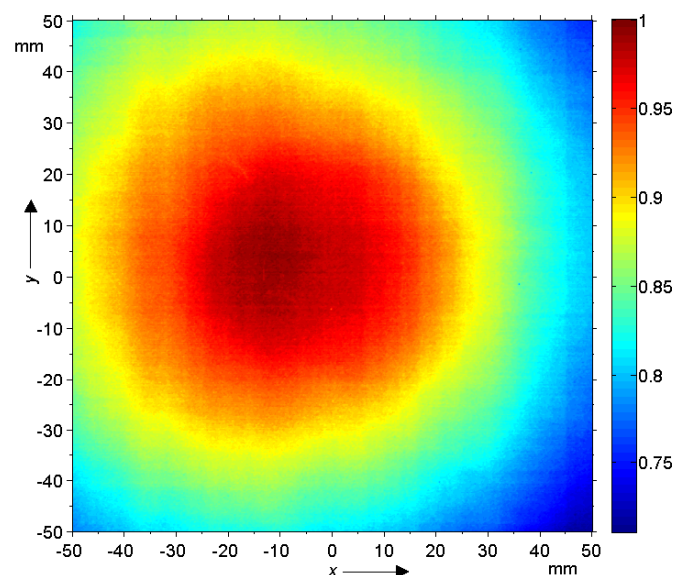


Abbildung 4.5: Dosisverteilung in der Ebene senkrecht zum Zentralstrahl, die in der Messtiefe der Ionisationskammer liegt. Die Verteilung ist auf den maximalen Dosiswert normiert.

4.4 Ionisationskammerdosimetrie

4.4.1 Aufbau des Dosismesssystems

Der experimentelle Aufbau für die Messung der Dosis ist in Abbildung 4.6 zu sehen. Nicht zu sehen ist hier der ionometrische Messplatz, da er nicht im Experimentierraum sondern im Kontrollraum untergebracht war, um die Elektronik vor der Strahlungseinwirkung zu schützen. Die Ionisationskammern waren in 15 cm Tiefe in einem Phantom aus dem annähernd wasser-äquivalenten Kunststoff PMMA platziert. Von der eingebauten Kammer sind daher in Abbildung 4.6 nur der Stiel und die Messleitung zu erkennen, die nach oben aus dem Phantom herausragen. Der Abstand des Phantoms zum Target wurde im Benchmark-Experiment mit rund 207 cm im Vergleich zu einem typischen Aufbau in der Strahlentherapie (SSD = 100 cm) größer ausgelegt. Ein Grund dafür war, die Ladungsdichten, die die Kammern pro Puls registrieren, zu reduzieren, so dass die Ladungsdichten näher an den Werten liegen, die an klinischen Beschleunigern erreicht werden (siehe Kapitel 4.4.2). Ein weiterer Grund war, dass die Dosisgradienten im Feldquerschnitt senkrecht zur Ausbreitungsrichtung des Strahls in größerem Abstand schwächer ausfallen, da der Photonenstrahl divergent ist. Damit ist die Dosisverteilung, die eine Kammer in größerem Abstand registriert, homogener und die Dosismessung unempfindlicher gegen Positionierungsunsicherheiten der Kammer.



Abbildung 4.6: Der experimentelle Aufbau für die Dosismessung hinter der Experimental-Beamline. Das PMMA-Phantom, in dem sich die Kammer befindet, ist auf einem Stativ aufgebaut. Kammerstiel und -messleitung ragen nach oben aus dem Phantom heraus. Unter dem Phantom befindet sich noch eine Schicht Kunststoff. Da das Phantom aus PMMA-Platten besteht, besitzt es einen Alurahmen, der die Platten hält.

Die Positionierung der Ionisationskammer in einer Tiefe von 15 cm wurde aufgrund des Verlaufs der Tiefendosis Kurve gewählt. Somit lag die Kammer im abfallenden Bereich der Photontiefendosis Kurve, was dem Bereich entspricht, der auch in der Strahlentherapie mit Photonen genutzt wird. Die Kammer saß dadurch auch mittig im Phantom und war von allen Seiten mit Phantommaterial gleicher Stärke umgeben, denn das Phantom hatte Abmessungen von

30 cm x 30 cm x 30 cm. Es bestand aus mehreren PMMA-Platten, von denen die meisten eine Grundfläche von 30 cm x 30 cm und eine Dicke von 1 cm hatten. Es gab aber auch Platten mit davon abweichender Dicke, so dass durch die Reihenfolge der Plattenanordnung verschiedene PMMA-Stärken vor der Kammer realisiert werden konnten. Die Platte, die zur Aufnahme der Kammer diente, war rund 2 cm stark und besaß eine Aussparung, die nach oben offen war. Hier konnten für unterschiedliche Kammern verschiedene Einsätze aus PMMA als Kammerhalter eingeschoben werden. Abbildung 4.7 zeigt die Aufnahmeplatte mit Kammerhalter und eine der Kammern. Eine der verwendeten Platten hatte außerdem auf einer Seite etwa 2 cm vom Plattenrand entfernt eine schmale, langgezogene, zylinderförmige Öffnung nach oben. Diese Platte befand sich rund 2 cm hinter der Ionisationskammer. Ihre Öffnung diente zur Aufnahme eines Temperatursensors, der für die Luftdichtekorrektur benötigt wurde. Das PMMA-Phantom wurde während des Benchmark-Experiments geerdet, um eine mögliche Aufladung zu vermeiden. Außerdem waren einige der PMMA-Platten mit einer hauchdünnen Graphitschicht versehen, um einen Ladungsausgleich zu unterstützen.

Ionisationskammern, die für die Dosismessung im Benchmark-Experiment in Frage kamen, mussten einen bekannten Aufbau besitzen, damit sie in EGSnrc hinsichtlich Geometrie und Material nachgebildet werden konnten. Daher fiel die Wahl auf die Graphithohlraumkammern, die als Primärnormale an der PTB zur Bestimmung der Luftkerma für ^{137}Cs - und ^{60}Co -Gammastrahlung zum Einsatz kommen [Bue09]. Die Ermittlung der Luftkerma beruht auf der Messung der Luft-Energiedosis im Hohlraum der Kammern, weshalb die Luft-Energiedosis in dem Zusammenhang auch als Hohlraumdosis bezeichnet wird. Die Kammer befindet sich bei der Messung der Luftkerma in 1 m Abstand zur Strahlungsquelle frei in Luft.

Die Graphithohlraumkammern, die an der PTB verwendet werden, wurden dort selbst entworfen und gebaut und daher waren Konstruktionsunterlagen und Materialangaben verfügbar. Außerdem ist genau bekannt, welche Luftvolumina die Kammern enthalten. Die Einzelteile, die die Elektroden der Kammern bilden und den Kammerhohlraum einschließen, wurden vor dem Zusammenbau sehr genau vermessen und mit diesen Informationen wurde das Luftvolumen in der Kammer unter Angabe der Unsicherheit berechnet. Dies ist eine wichtige Information, da das Volumen zur Bestimmung der Dosis benötigt wird, wie es nach Gleichung (2.2) definiert ist. Im Benchmark-Experiment wurden zwei der Kopien (Nachbauten) der insgesamt drei Primärnormale genutzt. Die Kopien sind zu den originalen Primärnormalen prinzipiell baugleich. Die beiden verwendeten Kammern sind in Abbildung 4.8 dargestellt. Die Genauigkeit der Luftvolumina der Kopien wurde im Vergleich zu den originalen Kammern überprüft und kann gegenüber den Originalkammern mit 0,1 % angenommen werden [Bue10]. Da in dieser Arbeit nur die Kopien von Interesse waren, wird im Rahmen dieser Arbeit nur von HRK2 und HRK3 gesprochen, wobei aber in der Regel die Kopien gemeint sind. In Fällen, in denen die Original-HRKs gemeint sind, wird darauf hingewiesen. An der PTB wird mit den HRKs bereits seit einigen Jahren die Bestimmung der Luftkerma durchgeführt, daher liegen eine Reihe von Messdaten und daraus ermittelten Daten, wie zum Beispiel Korrekturfaktoren, vor. Auch Simulationen mit EGSnrc sind für die HRKs unter Verwendung von ^{60}Co -Strahlung ausgeführt worden. Informationen aus diesen Messungen

und Simulationen werden in Kapitel 5.2 aufgegriffen, in dem die Modellierung der Kammern in EGSnrc beschrieben wird. Ein Einblick in den inneren Aufbau der Kammern wird in Kapitel 6.1.1 in Abbildung 6.3 und Abbildung 6.4 gegeben, wo der reale Kammeraufbau laut den Konstruktionsunterlagen im Vergleich zur Modellierung der Kammern in EGSnrc gezeigt wird.

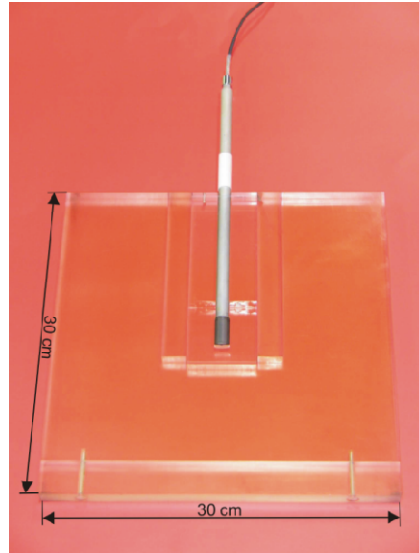


Abbildung 4.7: Die 2 cm starke PMMA-Platte, die zur Aufnahme des Kammerhalters (Einsatz aus PMMA) diente, ist hier mit dem Kammerhalter inklusive Kammer für die HRK2 zu sehen.



Abbildung 4.8: Die verwendeten Graphithohlraumkammern. Links im Bild ist die HRK3 zu sehen, die von der Bauart her eine Flachkammer ist. Die Zylinderkammer rechts ist die HRK2. Zur Veranschaulichung der Kammerabmessungen ist ein Ein-Cent-Stück mit abgelegt worden.

4.4.2 Ermittlung relevanter Korrekturfaktoren

Warum Korrekturfaktoren für die Dosimetrie mit Ionisationskammern notwendig sind und welche Faktoren dabei eine Rolle spielen, wurde in Kapitel 2.1.2 bereits grundlegend behandelt. Im Folgenden werden die Korrekturfaktoren, die im Benchmark-Experiment verwendet wurden, noch einmal aufgegriffen, da für die Mehrzahl der Faktoren Besonderheiten bei der Bestimmung

der Faktoren im Zusammenhang mit dem Benchmark-Experiment zu erwähnen sind und auch zusätzliche Faktoren eingeführt wurden.

Luftdichtekorrektur

Die Messungen mit den Ionisationskammern erfolgten mit dem ionometrischen Messplatz, dem üblichen Messsystem für die Dosimetrie mit Ionisationskammern im Bereich der Strahlentherapie an der PTB. Details dazu sind in Kapitel 3.1 nachzulesen. Es sei an dieser Stelle noch einmal erwähnt, dass die aufgezeichneten Messwerte bereits auf die klimatischen Bezugsbedingungen korrigiert waren.

Luftfeuchtekorrektur

In der MC-Rechnung zum Benchmark-Experiment wurde trockene Luft verwendet, wie sie in EGSnrc als Material vordefiniert ist. Diese Definition beruht auf Daten nach [ICR84]. Die experimentellen Messungen fanden dagegen in feuchter Luft statt. Daher war für das Benchmark-Experiment zusätzlich zur Luftdichtekorrektur eine Luftfeuchtekorrektur durchzuführen und ein entsprechender Korrekturfaktor k_h war zu ermitteln. Das Kammersignal (die Ladung) ist abhängig von der Masse der Luft in der Kammer, die sich als Produkt von Luftdichte und Volumen bestimmen lässt. Unter der Annahme, dass das Kammervolumen konstant ist, und nach Berücksichtigung der Luftdichtekorrektur für die in Realität feuchte Luft, ist noch eine zusätzliche Änderung der Luftdichte mit der Luftfeuchte zu beachten. Der Korrekturfaktor dafür ist das Verhältnis aus der Masse der trockenen Luft und der feuchten Luft. Da das Volumen als konstant gilt, ist dieses Verhältnis äquivalent zum Verhältnis aus der Dichte der trockenen Luft ρ_{dry} und der Dichte der feuchten Luft ρ_{moist} :

$$k_h = \frac{\rho_{\text{dry}}}{\rho_{\text{moist}}} \quad (4.3)$$

Konkrete Werte für ρ_{dry} und ρ_{moist} wurden nach [Koh86] bestimmt und somit konnte der Korrekturfaktor k_h berechnet werden. Es war allerdings zu beachten, dass die Angaben für die Dichte und Zusammensetzung der trockenen Luft in [Koh86] und in [ICR84] geringfügig voneinander abweichen. Dies wurde im Rahmen der Unsicherheit für die Luftfeuchtekorrektur berücksichtigt, indem für die Dichte der trockenen Luft und der Luft mit 50 % Feuchte, die nach [Koh86] berechnet worden sind, Unsicherheiten von jeweils $0,001 \text{ kg/m}^3$ ($k = 1,73$) angenommen wurden. Durch diese relativ großzügig bemessene Unsicherheit¹⁵ lag der Dichtewert für trockene Luft, der in der Materialdefinition von EGSnrc hinterlegt ist, innerhalb des möglichen Wertebereichs für die angenommene Dichte laut [Koh86]. Bei der Berechnung der Luftdichten mit den Angaben in [Koh86] wurde eine lineare Interpolation der Dichte der trockenen Luft zwischen den Werten bei 101,0 kPa und 102,0 kPa vorgenommen, um den Wert für $p_0 = 101,325 \text{ kPa}$ zu

¹⁵ Die Dichte feuchter Luft kann mit wesentlich geringerer Unsicherheit bestimmt werden. Siehe dazu: [Dav92].

erhalten. Die Dichte der feuchten Luft wurde dann gemäß der in [Koh86] angegebenen Berechnungsvorschrift ermittelt, wobei ein Volumengehalt an CO_2 von 0,04 % angenommen wurde.

Korrektion des Polaritätseffektes

Für das Benchmark-Experiment wurde der Polaritätseffekt durch Messungen mit positiver und negativer Spannung der Ionisationskammer unter den herrschenden Bestrahlungsbedingungen nach Gleichung (2.11) ermittelt. Für jede Polarität der Spannung wurde über mehrere Werte (ca. 15 bis 20) gemittelt, um die Kammeranzeigen M_1 bzw. M_2 zu bestimmen. Die berechnete Standardabweichung zu den Mittelwerten diente zur Berechnung der Unsicherheit.

Sättigungskorrektion

Für die Ermittlung der Sättigungskorrektion wurden u.a. die Ergebnisse zur Abhängigkeit der Sättigungskorrektion von der Ladungsdichte aus den Messungen mit den klinischen Beschleunigern herangezogen. Während die Ladungsdichten am klinischen Beschleuniger allerdings nur einen Bereich von circa $0,4 \cdot 10^{-5} \text{ C/m}^3$ bis $1,6 \cdot 10^{-5} \text{ C/m}^3$ pro Puls abdecken, lag die zu erwartende Ladungsdichte für das Benchmark-Experiment um $3,0 \cdot 10^{-5} \text{ C/m}^3$. Daher wurden die für beide Kammern am klinischen Beschleuniger ermittelten Datenpaare $(r, k_s)_i$ jeweils um ein weiteres Datenpaar ergänzt. Das jeweils zusätzliche Datenpaar wurde auf Basis von Messungen am Forschungsbeschleuniger gewonnen und gehörte zu einer höheren Ladungsdichte. Durch dieses weitere Datenpaar wurde der Datenbereich für den linearen Fit, der den Zusammenhang zwischen Ladungsdichte und Sättigungskorrektur $k_s = f(r)$ beschreibt auf den interessierenden Bereich höherer Ladungsdichten hin vergrößert. Zur Ermittlung der Sättigungskorrektion für die höhere Ladungsdichte wurden dabei für beide Graphithohlraumkammern Jaffé-Diagramme erstellt. Von der Anwendung der Zwei-Spannungsmethode wurde in diesem Fall abgesehen, da von vornherein nicht bekannt war, ob sich die Kammern bei diesen hohen Ladungsdichten nicht atypisch verhalten, was sich allerdings nicht bestätigte. Mit den Datenpunkten (r, k_s) , die aus den Messungen am klinischen Beschleuniger und aus den Messungen am Forschungsbeschleuniger gewonnen wurden, kann der Zusammenhang $k_s = f(r)$ für Ladungsdichten bis zu mindestens $3,0 \cdot 10^{-5} \text{ C/m}^3$ beschrieben werden (siehe Abbildung 4.9). Wie genau dieser Zusammenhang ist, wurde durch den Vergleich des Ergebnisses, welches sich aus dem linearen Fit ergibt, mit dem experimentell bestimmten Wert für k_s untersucht. Abbildung 4.10 zeigt eine Grafik, die die theoretische Vorhersage der Sättigungskorrektion für die HRK2 aus dem Fit anhand der Daten der Messungen am klinischen Beschleuniger (Elekta) sowie am Forschungsbeschleuniger (Accel) darstellt. Dazu ergänzt wurde der Wert, der sich experimentell aus einem Jaffé-Diagramm ergeben hat. Die Fehlerbalken in Abbildung 4.10 geben die jeweiligen Unsicherheiten ($k = 1$) an. Für die Unsicherheit des experimentell bestimmten Wertes wurden die Unsicherheiten der Parameter für den linearen Fit im Jaffé-Diagramm sowie die Unsicherheiten des Kammervolumens und des Kammerstroms berücksichtigt. Die beiden analytisch berechneten Werte enthalten die Unsicherheiten der Parameter des linearen Fits zu $k_s = f(r)$. Der experimentell bestimmte Wert liegt in dem Bereich,

der durch den Fit, der an die Daten aus den Messungen am klinischen Beschleuniger und am Forschungsbeschleuniger angepasst wurde, vorgegeben wird. Damit ist dieser Fit geeignet, die Sättigungskorrektur für die jeweils betrachtete HRK aus der Ladungsdichte pro Puls zu berechnen. Ein Vorteil bei diesem Fit ist auch die kleinere Unsicherheit im Vergleich zu dem Fit, der nur auf den Daten basiert, die auf Grundlage der Messungen am klinischen Beschleuniger ermittelt wurden.

Korrektur für die Kammerpositionierung

Die Positionierung der HRK in der Phantomtiefen musste nicht korrigiert werden, so dass für den entsprechenden Korrekturfaktor gilt: $k_{\text{PosT}} = 1$. Die Unsicherheit der Positionierung in der Phantomtiefen wurde ermittelt, indem die Ionisationskammer abweichend von ihrer ursprünglichen Positionierung um 10 mm in positiver wie negativer Richtung versetzt und ihr Signal aufgezeichnet wurde. Anhand der Daten wurde die relative Abweichung der Kammeranzeige pro Millimeter Tiefen bestimmt. Daraus ergab sich bei einer angenommenen Positionierungsunsicherheit von 2 mm (Erfahrungswert) die entsprechende Unsicherheit für die Kammeranzeige.

Weiterhin war für das Benchmark-Experiment ein Korrekturfaktor für die Lage der Kammer senkrecht zur Strahleinfallsrichtung k_{PosE} zu berücksichtigen. Dieser Faktor wurde verwendet, um die Abhängigkeit der Höhe der Dosis von der Positionierung der Kammer im Querschnitt des Strahlungsfelds in der angenommenen Phantomtiefen von 15 cm Tiefen zu korrigieren. Das Strahlungsfeld im Benchmark-Experiment erzeugte eine Dosisverteilung, wie sie typisch für Photonenstrahlung eines Beschleunigers ohne Ausgleichsfilter ist (siehe Kapitel 4.3). Diese Dosisverteilung war auf das inhomogene Strahlungsfeld zurückzuführen, welches eine ungleichmäßige Ausleuchtung der Ionisationskammer zur Folge hatte. Dies macht dann Probleme, wenn die Ausleuchtung im Experiment und in der MC-Rechnung unterschiedlich ist. Um die Feldverteilung in der Messebene mit möglichst hoher räumlicher Auflösung erfassen zu können, wurden Messungen mit Speicherfolien durchgeführt. Die Auswertung dieser Messungen zeigte einen relativ steilen Dosisabfall ausgehend von einem etwas dezentral liegenden Dosismaximum. Auf Grundlage dieser Informationen war anzunehmen, dass Ungenauigkeiten bei der Positionierung der Kammer im Feldquerschnitt und ein mögliches Wandern des Strahls bezüglich der Strahlachse während der Messungen mit den Ionisationskammern das Messergebnis beeinflussen. Solche Effekte treten in der Simulation nicht auf und daher sollten Auswirkungen solcher Effekte im Ergebnis des Benchmark-Experiments Berücksichtigung finden. Zu diesem Zweck wurde das bereits in Kapitel 3.1 beschriebene MATLAB-Programm zur Ermittlung des Faktors für die Volumenkorrektur um einen zusätzlichen Faktor erweitert. Im Unterschied zur Beschreibung der Ermittlung des Volumenkorrekturfaktor in Kapitel 3.1 wurde dieser Faktor nicht auf Grundlage einer Dosis berechnet, die sich auf den Mittelpunkt des Felds bezieht, sondern auf Basis einer über das Kammervolumen gemittelten Dosis, die für eine feste Bezugsgröße bestimmt wurde. Diese Dosis wurde jeweils durch n Dosiswerte dividiert, welche aus der volumengemittelten Dosis für n zufällig bestimmte Lagen bei einer Positionierungsunsicherheit von 2 mm berechnet wurden. Der Mittelwert der resultierenden n Verhältnisse war der

Korrektionsfaktor bezüglich der Positionierung in der Messebene. Die Unsicherheit dieses Korrektionsfaktors ergab sich entsprechend aus der Standardabweichung der Verhältnisse. Die Daten zur Feldverteilung, die das Programm benötigte, wurden aus den Speicherfolienmessungen gewonnen.

Volumenkorrektionsfaktor/ Korrektionsfaktor für die Lage der Feldverteilung in Bezug zur HRK

Für das Benchmark-Experiment musste der Volumenkorrektionsfaktor nicht berücksichtigt werden, da sowohl im Experiment als auch in der Simulation keine Punktdosis von Interesse war, sondern die über das Volumen gemittelte Dosis zu bestimmen war. Im Idealfall wären die Feldverteilungen in der Simulation und im Experiment in dem Bereich um die Messebene identisch und somit hätte die inhomogene Ausleuchtung der jeweils betrachteten Kammer gleiche Dosiswerte in Simulation und Experiment erzeugt. Geringe Unterschiede zwischen den Feldverteilungen in der Simulation und im Experiment wurden mit einem Faktor k_{pose} korrigiert (siehe Abschnitt vorher). Allerdings wiesen die Feldverteilungen, die aus den Messungen mit den Speicherfolien ermittelt wurden, darauf hin, dass vermutlich größere Unterschiede zwischen den Feldverteilungen bestanden. Denn das Maximum des Felds lag nicht zentral bezüglich des definierten Koordinatensystems, sondern war deutlich um ca. 1 cm seitlich versetzt. Die HRKs, vor allem die kleinere der beiden HRKs, die HRK2, hätten somit außerhalb des Feldmaximums (siehe Abbildung 4.11) gelegen. In Folge dessen wäre die im Experiment bestimmte Dosis im Vergleich zum Simulationsergebnis kleiner.

Da nicht ausgeschlossen werden konnte, dass das Feld während des Benchmark-Experiments tatsächlich exzentrisch ausgerichtet war, aber andererseits auch keine plausible Erklärung für diese schiefe horizontale Ausrichtung des Felds um circa 1 cm vorlag, wurde angenommen, dass sowohl die zentrische als auch die exzentrische Lage des Felds möglich waren. Ein dadurch bedingter Einfluss auf die Dosis wurde daher als Unsicherheit behandelt. Die relative Abweichung der Anzeige der Kammer zwischen beiden Fällen wurde bestimmt, indem die Volumendosis der Kammer für die jeweilige Lage des Felds ermittelt wurde. Dazu wurden Berechnungsvorschriften verwendet, die auch in dem MATLAB-Programm zur Abschätzung der Volumenkorrektion zum Einsatz kamen. Es wurde angenommen, dass bei exzentrischer Lage des Felds, die Kammeranzeige 100 % entspricht. Bei zentrischer Lage des Felds sollte sich dagegen die Anzeige um den Wert der relativen Abweichung erhöhen. Daraus ergaben sich zwei relative Werte für die Kammeranzeige, die als Grenzen einer symmetrischen Rechteckverteilung verwendet wurden. Der Mittelwert dieser Verteilung wurde als ein zusätzlicher Korrektionsfaktor k_{feld} eingesetzt. Die Unsicherheit dieses Faktors ergab sich nach Gleichung (2.28).

Korrektionsfaktor zur Berücksichtigung der Strahlungsqualität

Ein Korrektionsfaktor für den Einfluss der Strahlungsqualität wurde im Benchmark-Experiment nicht benötigt.

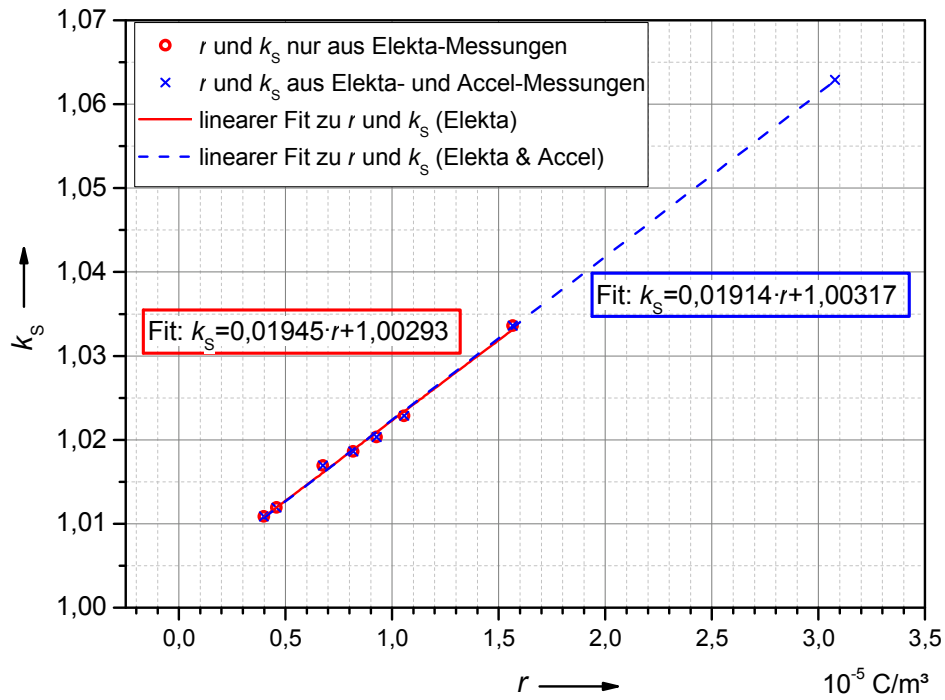


Abbildung 4.9: Zusammenhang $k_s = f(r)$ für die HRK2. Die pro Puls im Kammervolumen erzeugte Ladungsdichte r wurde entsprechend Gleichung (2.13) berechnet. Dargestellt sind Messungen am klinischen Beschleuniger (Elekta-Messungen) sowie am Forschungsbeschleuniger (Accel-Messungen) sowie lineare Fits zu den Messdaten.

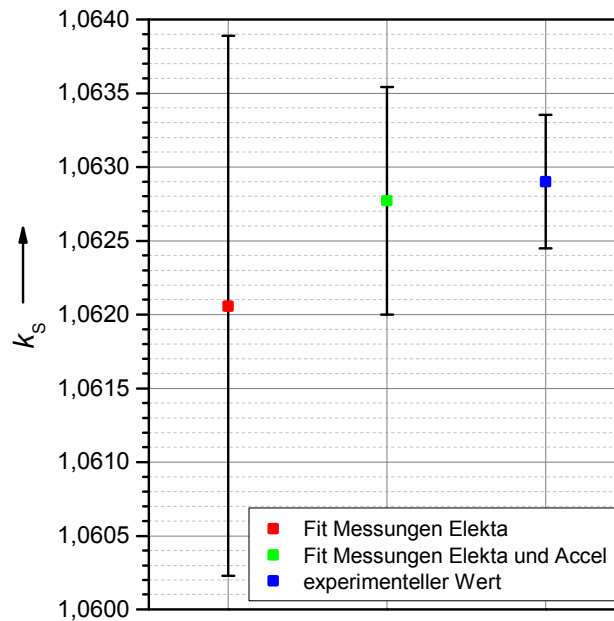


Abbildung 4.10: Vergleich von Werten für die Sättigungskorrektur für eine Messung mit der HRK2 am Forschungsbeschleuniger bei einer Ladungsdichte r von circa $3,0 \cdot 10^{-5} \text{ C/m}^3$. Zwei der Korrekturen wurden auf Basis der beiden Fits in Abbildung 4.9 bestimmt. Der experimentelle Wert wurde durch das Erstellen eines Jaffé-Diagramms bestimmt.

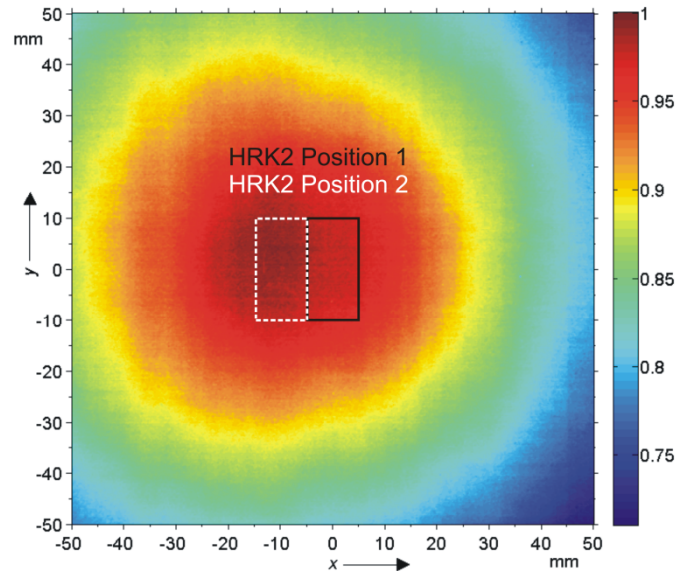


Abbildung 4.11: Mögliche Positionen der HRK2 im Feldquerschnitt. Für Position 1 liegt die HRK mit ihrem Mittelpunkt zentrisch im Koordinatensystem bei $x = 0$ mm und $y = 0$ mm. Im Fall von Position 2 ist die HRK um -10 mm in x-Richtung verschoben, hat damit aber eine annähernd zentrische Lage bezüglich der Feldverteilung.

Anmerkungen zu weiteren Korrekturen

In der MC-Simulation wurden die Strahlungsquelle und die Geometrien, die zur Modellierung von Phantom und Ionisationskammer verwendet wurden, in einem Koordinatensystem festgelegt. Die Geometrien konnten somit definiert untereinander ausgerichtet werden. Im experimentellen Aufbau war eine eindeutig definierte Ausrichtung der Komponenten nur bedingt möglich, auch wenn der experimentelle Aufbau und die Ausrichtung einzelner Komponenten zueinander mit Sorgfalt vorgenommen wurden. Dadurch bedingte Effekte wurden z.T. bereits in Korrekturfaktoren und deren beigeordneten Unsicherheiten berücksichtigt, wie zum Beispiel durch eine Korrektur für die Kammerpositionierung. Andere Einflüsse wie eine Rotation oder Verkipfung der Kammer oder eine Verdrehung des Phantoms, so dass es nicht parallel zum Target orientiert ist, wurden nicht berücksichtigt. Es wurde angenommen, dass diese Effekte vernachlässigbaren Einfluss haben, deshalb werden sie in den Unsicherheitsbudgets zu den HRKs (Kapitel 6.2.4 und Anhang A) nicht explizit aufgeführt.

4.5 Modell der Messung für das Benchmark-Experiment

Ausgangspunkt für die Herleitung des Modells für die Auswertung des Benchmark-Experiments ist Gleichung (2.18). Die Normierungsgröße Φ entspricht in dieser Arbeit ausschließlich der Anzahl der Elektronen, die von der Strahlungsquelle erzeugt werden. Dies ergab sich durch die Wahl der Quelle in der MC-Simulation, die zur Beschreibung des realen Elektronenstrahls verwendet wurde. Im Experiment entspricht die Elektronenanzahl der Anzahl an Elektronen N_e , die pro Strahlpuls auf das Bremsstrahlungstarget treffen. Die Energie E ist die im Luftvolumen der Ionisationskammer V mit der Dichte ρ deponierte Energie und wird ebenfalls pro Strahlpuls ermittelt. Da die Energie E durch Ionisationskammerdosimetrie bestimmt wird, entspricht sie dem Ausdruck im Zähler der rechten Seite von Gleichung (2.6). Außerdem ist Gleichung (4.1) zu berücksichtigen. Es gilt:

$$\bar{D} = \frac{E}{\Phi \cdot \rho \cdot V} = \frac{E}{N_e \cdot \rho \cdot V} = \frac{\left(\frac{W}{e}\right)_{\text{air}} \cdot \prod_{i=1}^N k_i \cdot \int_{t_0}^t I_K \cdot dt}{\frac{Q_p}{e} \cdot \rho \cdot V} \quad (4.4)$$

Die Integration des Stroms in Gleichung (4.4) wird über eine Zeitspanne t_0 bis $t = (t_0 + 1/prf)$ durchgeführt, wobei prf die Pulswiederholfrequenz des Beschleunigers ist. Ein typischer Verlauf des Kammersignals ist in Abbildung 4.12 dargestellt. Das Messsystem zur Erfassung des Stroms, welches für den ionometrischen Messplatz verwendet wird, tastet das Kammersignal mit hoher Abtastrate f_a ab. Im Mittel werden während der Zeit vom Beginn eines Strahlpulses bis zum nächsten Strahlpuls N_a Abtastwerte erzeugt:

$$N_a = \frac{f_a}{prf} \quad (4.5)$$

Die zeitliche Integration über den diskretisierten Signalverlauf wird durch Summation der einzelnen Beiträge der diskreten Stromwerte $I_{K,i}$, die mit der Zeit zwischen den Abtastungen $t_a = 1/f_a$ multipliziert werden, approximiert. Das Integral in Gleichung (4.4) lässt sich auf Basis dieser Überlegungen ersetzen durch den Quotienten aus dem Mittelwert der diskreten Stromwerte \bar{I}_K und der Pulswiederholfrequenz, wie es in Gleichung (4.6) beschrieben ist:

$$\int_{t_0}^t I_K \cdot dt \Rightarrow \sum_{i=1}^{N_a} I_{K,i} \cdot t_a = \sum_{i=1}^{N_a} I_{K,i} \cdot \frac{1}{N_a} \cdot \frac{1}{prf} = \frac{\bar{I}_K}{prf} \quad (4.6)$$

Gleichung (4.4) wird somit zu:

$$\bar{D} = \frac{\left(\frac{W}{e}\right)_{\text{air}} \cdot \prod_{i=1}^N k_i \cdot \bar{I}_K \cdot e}{Q_p \cdot \rho \cdot V \cdot prf} \quad (4.7)$$

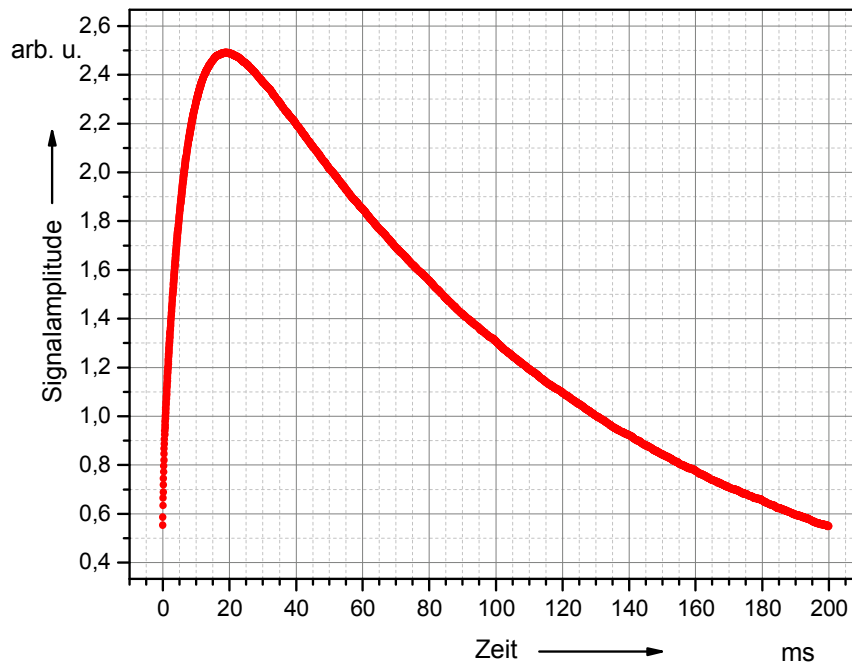


Abbildung 4.12: Signal der Ionisationskammer im Verlauf der Verarbeitung durch das Messsystem. Der zeitliche Ausschnitt erstreckt sich über die Dauer vom Beginn eines Strahlpulses bis zum nächsten Puls bei einer Pulswiederholfrequenz von 5 Hz.

Der Mittelwert der diskreten Stromwerte und die Pulsladung wurden stets als Mittelwerte mehrerer Messungen bestimmt, um einen zuverlässigen Messwert mit geringer Unsicherheit zu erhalten. Es ist anzumerken, dass der Mittelwert aus den diskreten Stromwerten und die Pulsladung korrelierte Größen sind. Um die Berechnung der Unsicherheit zu erleichtern, wurde der Quotient aus beiden Größen ersetzt durch den Ausdruck $I_{K, \text{norm}}$, der als normierter Kammerstrom bezeichnet wird:

$$\frac{\overline{I_K}}{Q_p} = I_{K, \text{norm}} \quad (4.8)$$

Das Modell der Auswertung lautet somit:

$$\overline{D} = \frac{\left(\frac{W}{e}\right)_{\text{air}} \cdot \prod_{i=1}^N k_i \cdot I_{K, \text{norm}} \cdot e}{\rho \cdot V \cdot \text{prf}} \quad (4.9)$$

Auf Grundlage von Gleichung (4.9) wurden die Ergebnisse zum Benchmark-Experiment für beide HRKs berechnet und die jeweilige beigeordnete kombinierte Unsicherheit bestimmt. Die Ergebnisse sind in Kapitel 6.2.4 in kompakter Form und in Anhang A in ausführlicher Form dokumentiert. Die Ergebnisse des Benchmark-Experiments entsprechen der Luft-Energiedosis, die pro Strahlpuls mit der jeweiligen HRK bestimmt wurde und auf die Anzahl der Elektronen pro Strahlpuls normiert ist. Die Ergebnisse stellen daher eine mittlere Luft-Energiedosis dar, die pro

Elektron erzeugt wird. Die Ergebnisse der MC-Simulationen lassen sich ebenso interpretieren, wenn die rechte Seite von Gleichung (2.18) folgendermaßen umgeformt wird:

$$\overline{D}_{\text{EGS}} = \frac{E}{\Phi \cdot \rho \cdot V} = \frac{D_{\text{ges}}}{\Phi} = \frac{D_{\text{ges}}}{N_{\text{EGS}}} \quad (4.10)$$

Dabei ist D_{ges} die gesamte Energiedosis, die durch die Anzahl der Teilchen der simulierten Strahlungsquelle N_{EGS} im interessierenden Volumen (Luftvolumen der HRK) erzeugt wird. Indem die Gesamt-Energiedosis durch die Teilchenanzahl dividiert wird, wird ermittelt, welche Energiedosis im Mittel pro primär simuliertem Elektron der Strahlungsquelle verursacht wird.

5 Erstellen der Monte-Carlo-Simulationen

5.1 Überblick zur Monte-Carlo-Simulation

Für ein sehr genaues Nachbilden der Geometrie des Experiments in EGSnrc wurde die egsp-Klassenbibliothek [Kaw09b] verwendet, die es ermöglicht, beliebige Geometrien zu definieren. Abbildung 5.1 zeigt die in EGSnrc erstellte Geometrie für das Experiment im Schnitt bezüglich der yz-Ebene im Koordinatensystem der Simulation, wobei hier als Kammer die HRK2 zu sehen ist. Die Geometrie beginnt mit der Modellierung des Bremsstrahlungstargets aus Wolfram-Kupfer als Scheibe, die von einem Holzzylinder aus Edelstahl umgeben ist (rechts in Abbildung 5.1). Der Edelstahlzylinder entspricht dem Flansch, mit dem das Target am Ende des Beschleunigerrohres montiert ist. Vom Ende des Flansches bis zum Phantom aus PMMA beträgt der Abstand rund 207 cm. Der Flansch ragt über die Oberfläche des Targets, welche dem Phantom zugewandt ist, hinaus. Der Überstand wurde im Mittel mit 0,765 cm angenommen. Das Bremsstrahlungstarget inklusive Flansch sowie das PMMA-Phantom sind in einem Zylinder aus Luft eingebettet, da sich der experimentelle Aufbau hinter dem Target in Realität ebenfalls in Luft befand. Der Luftzylinder beginnt, wie das Bremsstrahlungstarget, in der xy-Ursprungsebene des Koordinatensystems und hat eine Länge von 250 cm und einen Durchmesser von 50 cm. Das PMMA-Phantom wurde als Würfel aus PMMA mit Abmessungen von 30 cm x 30 cm x 30 cm definiert. Die Ionisationskammer wurde mit ihrem Bezugspunkt in der Mitte des Phantoms platziert. Die Ionisationskammer war die komplexeste Teilgeometrie in der Simulation und daher wurden mögliche Kammermodelle zunächst unabhängig von der Simulation zum Benchmark-Experiment erarbeitet (siehe Kapitel 5.2). Der detaillierte Aufbau der modellierten Kammern ist Kapitel 6.1.1 Abbildung 6.3 und Abbildung 6.4 zu entnehmen. In Anhang A sind außerdem die Maße der letztlich in den Simulationen zum Benchmark-Experiment verwendeten Kammermodelle dokumentiert. Dort ist auch die Position des Bezugspunkts für beide HRKs angegeben.

Die im Experiment vorkommenden Materialien fanden sich zum Teil in der Materialsammlung, die mit der Installation von EGSnrc geliefert wird. Dies traf für Luft, PMMA, Edelstahl, Aluminium und Makrolon zu. Das Materialgemisch aus dem das Wolfram-Kupfer-Target bestand, wurde mit Hilfe des PEGS4-Code, der zur EGSnrc-Installation gehört, erstellt. Das Wolfram-Kupfer-Gemisch wurde entsprechend der Angaben in Kapitel 3.3 mit einer Dichte von 14,425 g/cm³ und einer Zusammensetzung von 72 % Wolfram und 28 % Kupfer definiert. Für Graphit, aus dem die Hülle und die Zentralelektrode der HRKs bestehen, wurde eine Dichte von 1,775 g/cm³ [All05] verwendet und die mittlere Ionisierungsenergie entsprechend [ICR84] zu 78 eV eingestellt. Die Energiebereiche, die verwendet wurden, um mit dem PEGS4-Code die energetischen Stützstellen zur Beschreibung der Wechselwirkungsquerschnitte für die Materialien zu erzeugen, erstreckten sich für Photonen von 1 keV (AP) bis 30 MeV (UP) und für Elektronen von 512 keV (AE) bis 30,511 MeV (UE).

Die Simulationen zum Benchmark-Experiment wurden mit dem user code `egs_chamber` durchgeführt. Die Transportparameter einschließlich der Wechselwirkungsquerschnitte und Bremsvermögen für diese Simulationen wurden in den meisten Fällen so belassen, wie sie in

egs_chamber als Standard voreingestellt sind. Wurden davon abweichende Einstellungen vorgenommen, wird bei der Darstellung und Auswertung der Resultate darauf hingewiesen. Der Elektronenstrahl wurde in der Simulation als Parallelstrahlungsquelle mit elliptischem Querschnitt definiert. Dies entspricht der experimentell bestimmten Strahlgeometrie. Messergebnisse dazu werden in Kapitel 6.2.1 vorgestellt. Für die energetische Beschreibung der Elektronen der Strahlungsquelle wurden zwei Fälle betrachtet. Zum einen wurde vereinfacht eine monoenergetische Quelle angenommen und zum anderen eine Quelle mit gaußförmigem Energiespektrum. Die Auswertung der Messungen mit dem Magnetspektrometer ergaben eine gaußförmige spektrale Energieverteilung (siehe Kapitel 6.2.1), so dass diese Beschreibung der Quelle besser der Realität entsprechen sollte. In Kapitel 6.2.1 erfolgt auch die Angabe der konkreten Energiewerte, die für die Definition der Strahlungsquelle verwendet wurden. Um die Simulationen zum Benchmark-Experiment effektiver zu gestalten, wurden Verfahren zur Varianzreduktion eingesetzt. Konkret waren das: Photon cross-section enhancement und Russian Roulette [Kaw09b; Wul08b]. Dennoch dauerte die Berechnung eines Simulationsergebnisses zum Benchmark-Experiment auf dem zur Verfügung stehenden Rechencluster¹⁶ rund 11 Tage, um eine geringe statistische Unsicherheit des Ergebnisses zu erreichen ($< 0,15\%$).

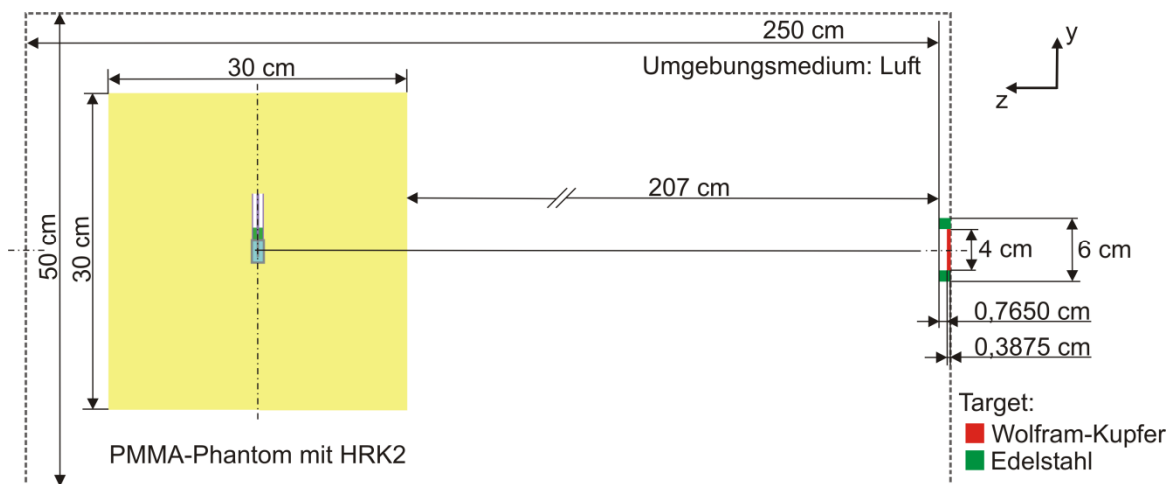


Abbildung 5.1: Die Geometrie für das Benchmark-Experiment. Als Ionisationskammer ist hier die HRK2 dargestellt. Die Skizze ist entsprechend Abbildung 4.6 gezeichnet, so dass sich das Target rechts befindet und das Phantom links davon angeordnet ist. Der Bezugspunkt der Kammer befindet sich mittig im Phantom.

¹⁶ Das Rechencluster nutzte insgesamt 36 CPUs (9 Intel® Core™2 Quad 2,40 GHz Prozessoren).

5.2 Erarbeitung der Ionisationskammermodelle

5.2.1 Erarbeitung der Kammermodelle für ^{60}Co -Strahlung

Ansichts ihres geometrischen Aufbaus waren die Ionisationskammern HRK2 und HRK3 die komplexesten Komponenten, die im Benchmark-Experiment verwendet wurden. Sie mussten realitätsnah in EGSnrc modelliert werden. Um verlässliche Modelle der Kammern für das Benchmark-Experiment zur Verfügung zu stellen, wurden die Kammermodelle schrittweise erarbeitet und überprüft. Zunächst wurden Daten aus Experimenten und MC-Simulationen mit ^{60}Co -Strahlung verwendet, da dies eine der Strahlungsqualitäten ist, für die die HRKs gewöhnlich verwendet werden (siehe Kapitel 4.4.1). Das Vorgehen bei der Erarbeitung der Kammermodelle für ^{60}Co -Strahlung und die Ergebnisse, die dabei erzielt wurden (siehe Kapitel 6.1.1), waren auch bereits Gegenstand einer Veröffentlichung [Ren12]. Im Weiteren wurden Messungen mit den HRKs in hochenergetischen Photonenfeldern klinischer Beschleuniger in EGSnrc nachgebildet. Die Messungen dazu wurden in Kapitel 3.1 vorgestellt.

Die letztlich erarbeiteten Kammermodelle wurden überprüft, indem Resultate experimenteller Messungen und Simulationsergebnisse im relativen Vergleich betrachtet wurden. Es war anzunehmen, dass Kammermodelle, für die dieser relative Vergleich positiv ausfällt, geeignet sind, um in den Simulationen zum Benchmark-Experiment eingesetzt zu werden.

Die Erarbeitung der Kammermodelle für Simulationen im Feld der ^{60}Co -Strahlung umfasste mehrere Teilaufgaben, wobei Zwischenergebnisse unter Zuhilfenahme geeigneter Informationen verifiziert wurden. Zunächst wurde ein user code benötigt, welcher die deponierte Energie im Luftvolumen beliebiger HRK-Modelle berechnet. Dafür wurde die mit dem EGSnrc-Code zur Verfügung stehende Anwendung `tutor7pp` modifiziert. `Tutor7pp` ist unter anderem dafür vorgesehen, die deponierte Energie in bestimmten Regionen der Simulationsgeometrie zu berechnen. Der Code wurde um die Funktion erweitert, dass automatisch die Kammerregionen (zwischen den Kammerelektroden, nicht im Stiel) ermittelt wurden, die mit Luft gefüllt waren und die Summe der darin deponierten Energien gebildet wurde. In der Entwicklungsphase der Kammermodelle, während der sich die Modelle noch stark veränderten, war das ein Vorteil gegenüber bereits existierenden Codes (`cavity` oder `egs_chamber`), denn bei ihnen müssen die Kammerregionen manuell zugeordnet werden. Werte für die in Luft deponierte Energie, die mit dem modifizierten Code `tutor7pp*` bestimmt wurden, wurden nachträglich entsprechend Gleichung (2.2) durch die Masse des Luftvolumens dividiert, um die Luft-Energiedosis zu erhalten. Dabei war das Kammervolumen zu verwenden, welches durch die jeweils aktuelle Geometrie festgelegt war. Die mit dieser Vorgehensweise erzielten Ergebnisse wurden überprüft, insbesondere um sicherzustellen, dass die modifizierte Anwendung `tutor7pp*` im Vergleich zu bereits existierenden Codes richtig rechnet. Zu diesem Zweck wurden die ermittelten Dosiswerte mit Dosiswerten verglichen, die bereits einige Zeit zuvor im Rahmen der Verwendung der HRKs als Primärnormale zur Bestimmung der Luftkerma mit dem EGSnrc-Code `cavrz` für ^{60}Co -Strahlung ermittelt worden sind. Die HRKs wurden dafür zunächst durch einfache rotationssymmetrische Geometrien beschrieben, die nur den Bereich des Hohlraums mit den Graphitelektroden

berücksichtigten (siehe Abbildung 5.2). Die Materialien, aus denen die HRKs bestehen, wurden entsprechend Vorgaben, die in den `cavrz`-Simulationen benutzt worden sind, auch in den `tutor7pp*`-Rechnungen verwendet. Die Simulationen wurden sowohl für ein ^{60}Co -Spektrum als auch für monoenergetische Photonen mit einer Energie von 1,25 MeV in einem parallelen Strahlungsfeld durchgeführt.

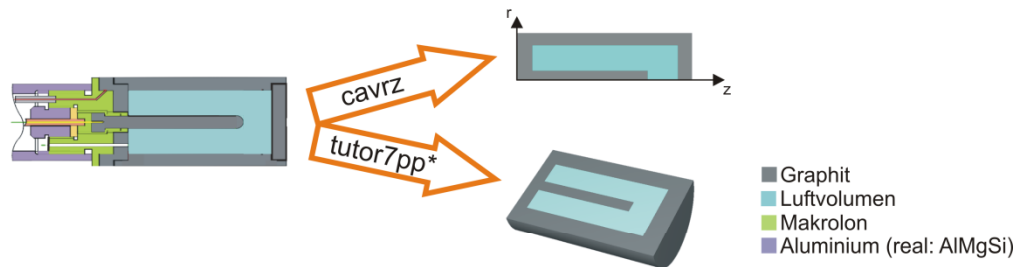


Abbildung 5.2: Das einfache rotationssymmetrische Kammermodell (rechts), das für MC-Rechnungen in `cavrz` und `tutor7pp*` verwendet wurde, ist hier am Beispiel der Originalkammer HRK2 (links als Konstruktionsschema) dargestellt.

Im Weiteren wurden komplexere Kammermodelle erarbeitet, die den realen Aufbau der HRKs besser repräsentieren. Simulationen mit diesen Modellen berücksichtigten die geometrischen Bedingungen unter denen Messungen der Luftkerma bei ^{60}Co -Strahlung mit den HRKs durchgeführt werden. Außerdem wurde das Energiespektrum, wie es für die entsprechende ^{60}Co -Quelle an der PTB ermittelt wurde, verwendet und ein divergentes Strahlenfeld simuliert. Die Eigenschaften der Kammermaterialien wurden entsprechend der Vorgaben beibehalten.

Als erstes wurde durch Simulationsrechnungen mit `tutor7pp*` untersucht, welche geometrischen Details einen wesentlichen Einfluss auf die Luft-Energiedosis haben. Je nach Kammer waren hierfür die Geometrie der Zentralelektrode bzw. deren Halter und für beide Kammern der Kammerstiel zu berücksichtigen. Diese Betrachtungen wurden anhand von einfacheren Modellen (z.T. gerundete Maßzahlen wie in Simulationen mit `cavrz`) durchgeführt. Erst dann wurde dazu übergegangen die exakten Maße für den Hohlraum der Kammer zu verwenden, um die Modelle so realitätsnah wie möglich zu gestalten. Bei der exakten Modellierung der Kammern waren geringe Abweichungen im Vergleich zur Geometrie der realen Kammern vorhanden, die die Modellierung aber wesentlich vereinfachten. Bei der HRK2 wurde die Zentralelektrode nicht mit abgerundetem Ende modelliert, wie es in dem Auszug aus den Konstruktionsunterlagen zur HRK2 in Abbildung 6.3 zu sehen ist. Stattdessen wurde ein zur Geometrie der Originalelektrode volumenäquivalenter Zylinder verwendet. Für das Modell zur HRK3 wurde der Zentralelektrodenhalter nicht als einseitig abgerundeter Zylinder definiert, sondern in Form eines Quaders, der für den Teil des Halters, der in das Kammervolumen hineinragt, volumenäquivalent war (siehe Abbildung 6.4).

Um die Eignung der Kammermodelle beurteilen zu können, wurde überprüft, ob die Modelle dem Verhalten der realen HRKs entsprechen bzw. nahe kommen. Dazu wurden Ergebnisse von Simulationen, in denen die Kammermodelle genutzt wurden, mit Messdaten und Korrekturfaktoren relativ verglichen. Absolute Vergleiche waren nicht möglich, da die

Simulationsergebnisse auf eine Normierungsgröße bezogen sind, welche für die experimentellen Messungen im ^{60}Co -Feld unbekannt ist. Wie der Kammerstiel modelliert werden konnte, wurde mit Hilfe des entsprechenden Korrekturfaktors k_{stem} beurteilt. Für die HRKs ist dieser experimentell ermittelt worden, indem Messungen mit einer Stielattrappe, die gegenüber dem eigentlichen Kammerstiel angebracht war, durchgeführt wurden [Bue09]. Folglich wurden die HRKs hierfür mit zwei gegenüberliegenden Stielen modelliert. Der Korrekturfaktor k_{stem} ergab sich als das Verhältnis aus der Luft-Energiedosis der Kammer mit einem Stiel und derjenigen beim Vorhandensein von zwei Stielen. Abschließend wurden außerdem Dosiswerte, die mit EGSnrc unter Verwendung der Kammermodelle berechnet wurden, noch im Verhältnis zueinander betrachtet. Dieses Verhältnis war vergleichbar mit dem Verhältnis aus experimentell gemessenen und korrigierten mittleren Kammerströmen, die jeweils auf das Volumen der HKR normiert waren (Anwendung von Gleichung (2.6), mit Strom-Zeit-Integral nach Gleichung (4.6)).

5.2.2 Verwendung der Modelle in Photonenfeldern klinischer Beschleuniger

Anhand der Untersuchungen im ^{60}Co -Strahlungsfeld ergaben sich Kammermodelle (mit Stiel) für die HRK2 und die HRK3, welche geeignet erschienen, um im Weiteren für Simulationen in hochenergetischen Photonenfeldern verwendet zu werden. Diese Modelle entsprachen nicht bis ins Detail den Geometrien und Abmaßen der realen Kammern, so dass die Luftvolumina der Modelle und deren beigeordnete Unsicherheiten neu bestimmt wurden. Pro Kammer wurden zwei Modelle weiter verfolgt. Ein Modell, welches auf gerundeten Werten für die Kammermaße des Hohlraums beruhte und eines für das die exakten Maße verwendet wurden. Tabelle 5.1 enthält die Volumina zu diesen Kammermodellen sowie zu den realen Kammern.

Tabelle 5.1: Volumina der in Frage kommenden Kammermodelle sowie der realen Kammern (Primärnormale) mit Angabe der jeweiligen Standardunsicherheit.

Beschreibung	Volumen HRK2	Volumen HRK3
reale Kammer	$1518,98 \text{ mm}^3 \pm 0,49 \text{ mm}^3$	$6138,06 \text{ mm}^3 \pm 4,82 \text{ mm}^3$
Modell 1 – genauestes Modell	$1518,98 \text{ mm}^3 \pm 0,49 \text{ mm}^3$	$6136,79 \text{ mm}^3 \pm 5,00 \text{ mm}^3$
Modell 2 – einfaches Modell (gerundete Maße)	$1517,95 \text{ mm}^3 \pm 0,61 \text{ mm}^3$	$6148,76 \text{ mm}^3 \pm 10,11 \text{ mm}^3$

Die genauesten Modelle für HRK2 und HRK3 mit den exaktesten Maßen unterschieden sich geometrisch nur noch sehr gering von den realen Kammern. Unterschiede lagen nur noch in der Modellierung der Zentralelektrode bzw. dem Zentralelektrodenhalter begründet (siehe Kapitel 5.2.1), wobei die Volumina dennoch der Genauigkeitsangabe, die in Kapitel 4.4.1 dokumentiert ist, genügen. Für das Volumen der Kopien der HRKs war gemäß Kapitel 4.4.1 die Kombination der Unsicherheit des Volumens der Primärnormale sowie eine zusätzliche Unsicherheit von 0,1 % anzunehmen. Die einfacheren Modelle mit gerundeten Maßen genügten dieser Anforderung zwar im Fall der HRK2, für die HRK3 war die Übereinstimmung allerdings nur insoweit gegeben, dass die Fehlerbalken, die die Unsicherheit der Volumina repräsentieren,

von realer Kammer und Modell überlappen (siehe Abbildung 5.3). Warum dennoch für beide HRKs die einfacheren Modelle mit gerundeten Maßen (Modell 2 in Tabelle 5.1) weiter betrachtet wurden, wird bei der Auswertung der Ergebnisse in Kapitel 6.1 deutlich werden. Die geometrischen Abmessungen für die Kammermodelle mit den gerundeten Maßen sind in Anhang A hinterlegt.

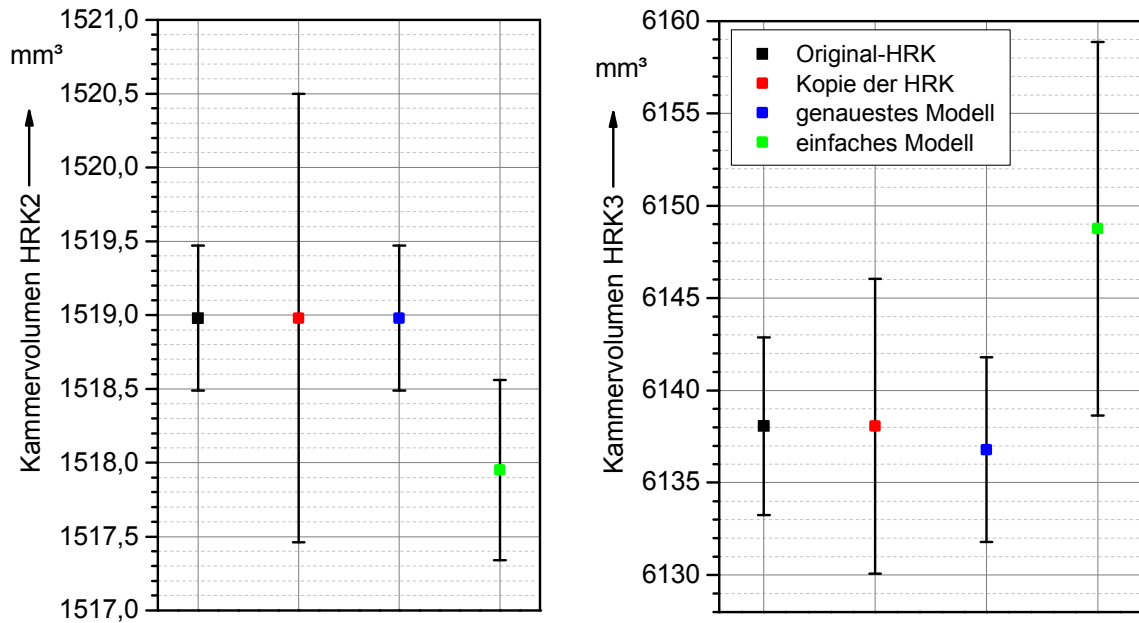


Abbildung 5.3: Veranschaulichung der Volumina und der jeweils beigeordneten Unsicherheiten für die realen Kammern und die Modelle der beiden HRKs (links: HRK2, rechts: HRK3). Die Legende in der linken Grafik gilt für beide Darstellungen. Zur Erläuterung der Legende siehe auch Tabelle 5.1.

Die Grundlage für die Simulationen in hochenergetischen Photonenfeldern bildeten die experimentellen Messungen an einem der klinischen Beschleuniger der PTB. Sie wurden in Kapitel 3.1 vorgestellt. Auf Basis der Messdaten wurden jeweils drei Faktoren pro HRK bestimmt, die beschreiben, wie sich die Anzeige der Kammer mit der Strahlungsqualität des Beschleunigers ändert. Vorteilhaft für die MC-Rechnungen zu den Experimenten an dem klinischen Beschleuniger war, dass das Energiespektrum der Photonenstrahlung und die Geometrie des Strahls bekannte Eigenschaften sind. Gemäß der vorbereitenden Messungen am klinischen Beschleuniger waren in den Simulationen Faktoren $N_{Q,6MV}$ zu ermitteln. Diese sind nach Gleichung (3.7) auf Faktoren k_Q zurückzuführen. Faktoren k_Q können per MC-Simulation mit Hilfe von Gleichung (2.17) ermittelt werden. Durch das Bilden des Verhältnisses aus zwei k_Q -Faktoren zur Ermittlung von $N_{Q,6MV}$, ist der Nenner in Gleichung (2.17) irrelevant und es bleibt der Ausdruck, der mit Gleichung (5.1) angegeben wird:

$$N_{Q,6MV} = \frac{(\overline{D_w}/\overline{D_K})_Q}{(\overline{D_w}/\overline{D_K})_{6MV}} \quad (5.1)$$

Nach Gleichung (5.1) waren die Wasser-Energiedosis \overline{D}_w und die jeweils im Kammervolumen der beiden HRKs deponierte Luft-Energiedosis \overline{D}_k für die Strahlungsfelder des klinischen Beschleunigers bei den drei betrachteten Strahlungsqualitäten Q mit EGSnrc zu simulieren. Auf diese Weise wurden Werte $N_{Q,6MV}$ bestimmt, die mit den Ergebnissen aus den Messungen am klinischen Beschleuniger verglichen werden konnten. Die Wasser-Energiedosis konnte in EGSnrc nicht als Punktdosis berechnet werden. Es war die Vorgabe eines kleinen Zielvolumens erforderlich, in dem die Energie deponiert werden kann. Dieses Volumen wurde als Scheibe mit einem Radius von 1 cm und einer Dicke von 0,025 definiert. Diese Abmessungen haben sich für die Berechnung der Wasser-Energiedosis in EGSnrc bewährt [Wul08a; Wul10; Mui10]. Als Simulationsmodelle für die HRKs, die benötigt wurden, um die Luft-Energiedosis \overline{D}_k zu berechnen, wurden die (einfachen) Modelle verwendet, die auf gerundeten Werten für die Kammermaße beruhen. Es wurde nur eine Änderung in der Geometrie der Modelle vorgenommen, und zwar wurde der Kammerstiel so verlängert, dass die Kammer mit Stiel mindestens ein solches Ausmaß hatte, dass sie bis zu den Grenzen des 10 cm x 10 cm großen Felds reichte. So wurde ein möglicher Beitrag durch den Stiel erzeugter Sekundärteilchen zur Luft-Energiedosis berücksichtigt ohne die Abhängigkeit der Luft-Energiedosis von der Stiellänge explizit zu untersuchen. Sowohl das scheibenförmige Zielvolumen zur Bestimmung der Wasser-Energiedosis als auch die HRK-Modelle wurden in ein Wasserphantom eingebettet, welches in einem Abstand von $SSD = 100$ cm zur Strahlungsquelle platziert war. Dieses Simulationsmodell mit einem Wasserphantom war äquivalent zu dem experimentellen Aufbau mit dem PMMA-Phantom in Kapitel 3.1. Die Strahlungsquelle wurde als Punktquelle definiert, die auf eine Rechteckfläche von 10 cm x 10 cm kollimiert wurde. Dies entsprach einer üblichen Modellierung der Strahlungsquelle eines klinischen Beschleunigers für geometrische Referenzbedingungen. Die erwähnte Rechteckfläche war symmetrisch zum Koordinatenursprung angeordnet und befand sich geometrisch auf der Oberfläche des Phantoms. Zur Berechnung der Wasser-Energiedosis wurde der user code `cavity` von EGSnrc verwendet, da diese Simulationen vergleichsweise wenig Rechenaufwand benötigten. Die Berechnung der Luft-Energiedosis erfolgte dagegen mit `egs_chamber`, um die in diesem user code zur Verfügung stehenden Verfahren zur Varianz-Reduktion nutzen zu können, da die komplexere Geometrie der Simulationen mit den Kammern rechenintensiver war. Der Unterschied in einer Berechnung der Luft-Energiedosis mit `cavity` und mit `egs_chamber` wurde exemplarisch für die Simulation mit dem 6 MV-Spektrum des Beschleunigers untersucht. Er lag im Rahmen der statistischen Unsicherheit der Simulationsergebnisse.

6 Ergebnisse und Diskussion

6.1 Ergebnisse der Modellierung der Ionisationskammern

6.1.1 Ergebnisse zur Erarbeitung der Kammermodelle für ^{60}Co -Strahlung

Bei der Erarbeitung der Kammermodelle wurde zunächst in ^{60}Co -Strahlung untersucht, welche geometrischen Details der HRKs für die Simulation beachtet werden sollten, da sie den für die Luft-Energiedosis berechneten Wert wesentlich beeinflussen. Die dabei für die MC-Simulation verwendete modifizierte Anwendung `tutor7pp*` (siehe Kapitel 5.2.1) wurde vorab überprüft. Die erzielten Resultate stimmten mit den Vergleichswerten des etablierten user codes `cavrz` im Rahmen der statistischen Unsicherheiten überein. Für eine Abbildung dazu wird auf [Ren12] verwiesen.

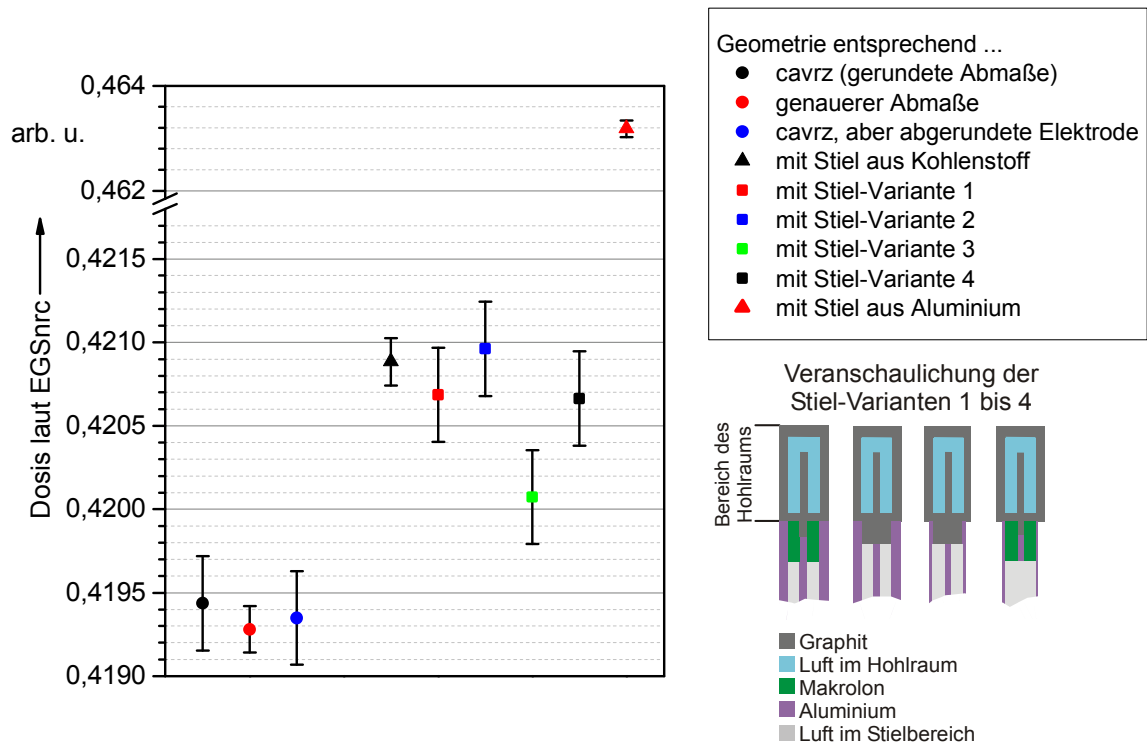


Abbildung 6.1: Einfluss der Form der Zentralelektrode, der Verwendung genauer Maßzahlen und der Modellierung des Kammerstiels auf den mit `tutor7pp*` berechneten Wert der Luft-Energiedosis für die HRK2. Zur Geometrie entsprechend `cavrz` siehe Abbildung 5.2.

In Abbildung 6.1 sind Simulationsergebnisse dargestellt, die am Beispiel der HRK2 einen Eindruck darüber vermitteln, welche geometrischen Details der HRK2 für die Simulation besonders wichtig waren, da sich die Luft-Energiedosis bei Berücksichtigung dieser Details so stark änderte, dass die Änderung nicht mehr durch die statistischen Unsicherheiten der Dosiswerte zu erklären war. Für die HRK2 spielte entsprechend Abbildung 6.1 die genaue Modellierung der Zentralelektrode als Zylinder mit einem abgerundeten Ende („`cavrz`, aber abgerundete Elektrode“) statt eines volumenäquivalenten Zylinders (wie in den übrigen Simulationen, siehe auch Abbildung 5.2) eine untergeordnete Rolle. Ein größerer Einfluss auf den Wert der Luft-Energiedosis wurde durch den

Kammerstiel verursacht, wobei der Aufbau des Stiels auch von Bedeutung war. Es wurden verschiedene Modellierungen des Kammerstiels vorgenommen und untersucht, ob bei diesen Varianten der Modellierung ein Faktor k_{stem} reproduziert werden konnte, der dem experimentell bestimmten Vorgabewert entsprach. Letztlich wurden anhand dieser Ergebnisse pro HRK zwei Kammermodelle für weitere Untersuchungen ausgewählt, die jeweils einem einfacheren und einem genaueren Modell für die Geometrie des Hohlraums entsprechen (siehe Kapitel 5.2.2).

Die Werte für die Luft-Energiedosis, die für diese Modelle mit `tutor7pp*` berechnet wurden, bildeten die Grundlage für einen relativen Benchmark mit experimentellen Daten beider HRKs, welcher in Abbildung 6.2 grafisch veranschaulicht ist.

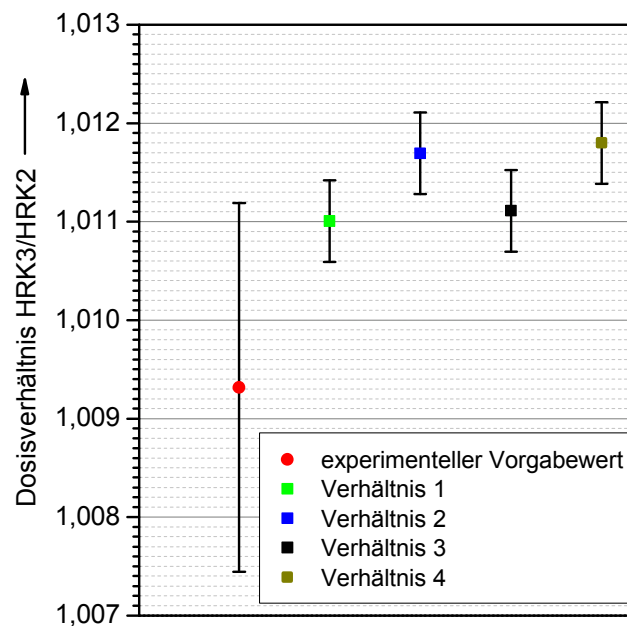


Abbildung 6.2: Das Verhältnis berechneter Werte der Luft-Energiedosis im ^{60}Co -Feld für die Kammermodelle von HRK3 und HRK2 im Vergleich zu dem Verhältnis entsprechender experimenteller Werte. Das Verhältnis 1 ist das Verhältnisse der vereinfachten Modelle der HRKs (Modell 2 entsprechend Tabelle 5.1), das Verhältnis 2 beruht auf Modell 1 der HRK3 und Modell 2 der HRK2, das Verhältnis 3 besteht aus Modell 2 der HRK3 und Modell 1 der HRK2 und das Verhältnis 4 berücksichtigt jeweils das genaueste Modell beider HRKs (Modell 1 in Tabelle 5.1).

Abbildung 6.2 zeigt die berechnete Luft-Energiedosis der HRK3 im Verhältnis zur berechneten Luft-Energiedosis der HRK2 sowie einen zu diesem Verhältnis äquivalenten Wert, der auf experimentellen Messungen im ^{60}Co -Strahlungsfeld beruht. Die Unsicherheiten der auf MC-Simulationen basierten Verhältnisse beinhalten lediglich die statistischen Unsicherheiten der zugrunde liegenden Rechnungen, die stets kleiner 0,1 %, zum Teil sogar kleiner 0,05 % waren. Außerdem umfassen die Fehlerbalken nur den Bereich der Standardunsicherheiten ($k = 1$), da dies strengere Anforderungen für die Beurteilung der Übereinstimmung der Ergebnisse darstellt als bei Verwendung eines größeren Erweiterungsfaktors von $k = 2$, wie er häufig unter Annahme einer Normalverteilung verwendet wird. Zwei der Verhältnisse, die durch MC-Berechnungen der Luft-Energiedosis gewonnen wurden, liegen nahezu vollständig in dem Bereich, der durch den

Fehlerbalken der experimentellen Vorgabe definiert ist. Eines dieser Verhältnisse beruht auf Ergebnissen von Simulationen mit den einfacheren Kammermodellen. Die beiden anderen Werte liegen mit ihren Fehlerbalken direkt angrenzend zur experimentellen Vorgabe und würden bei $k = 2$ mit dem Fehlerbalken der Vorgabe überlappen. Es wurde daher die Schlussfolgerung getroffen, dass die verwendeten Simulationsmodelle geeignet sind, um bei relativen Betrachtungen Werte experimenteller Messungen mit den HRKs nachzubilden, insofern dabei die Unsicherheiten berücksichtigt werden. Dennoch wurde entschieden, für die nachfolgenden Untersuchungen die beiden einfacheren Modelle (mit gerundeten Maßen) zu verwenden, da damit die beste Übereinstimmung zum Vorgabewert in Abbildung 6.2 erzielt wurde. Das einfachere Modell der HRK2 war hinsichtlich Größe und Unsicherheit des Volumens geeignet, die Kopie der HRK2 zu repräsentieren (siehe Kapitel 5.2.2, Abbildung 5.3). Obwohl diese sehr gute Übereinstimmung für das Volumen und dessen Unsicherheit im Fall des einfacheren Modells für die HRK3 nicht zutreffend war, war es dennoch das einfachere Modell, dessen Dosiswert in das Verhältnis mit der Nummer 1 und der Nummer 3 in Abbildung 6.2 einging und die besten Übereinstimmungen mit der Vorgabe zeigte.

Der prinzipielle Aufbau der letztlich für beide HRKs ausgewählten Kammermodelle ist in Abbildung 6.3 und Abbildung 6.4 im Schnitt zu sehen. In Abbildung 6.3 und Abbildung 6.4 sind jeweils auch Auszüge aus den Konstruktionsunterlagen der jeweiligen Kammer gezeigt, um Gemeinsamkeiten und Unterschiede zwischen Realität und verwendetem Modell zu verdeutlichen. Im Fall der HRK2 (Abbildung 6.3) sind geometrische Abweichungen zwischen dem Konstruktionsschema und dem Modell hinsichtlich der Zentralelektrode und dem Kammerstiel zu erkennen. Außerdem besteht der Stiel in Realität aus einem Röhrchen aus einer AlMgSi-Legierung, während er in der Simulation aus Aluminium modelliert wurde. Die Legierung und reines Aluminium besitzen allerdings die gleiche Dichte, so dass angenommen wurde, dass diese Abweichung unerheblich ist. Bei der HRK3 (Abbildung 6.4) bestehen geometrische Abweichungen zwischen dem Konstruktionsschema und dem Modell hinsichtlich des Zentralelektrodenhalters und dem Kammerstiel, der vereinfacht nur aus dem Kunststoff Makrolon modelliert wurde, obwohl er in Realität einen komplexeren Aufbau besitzt.

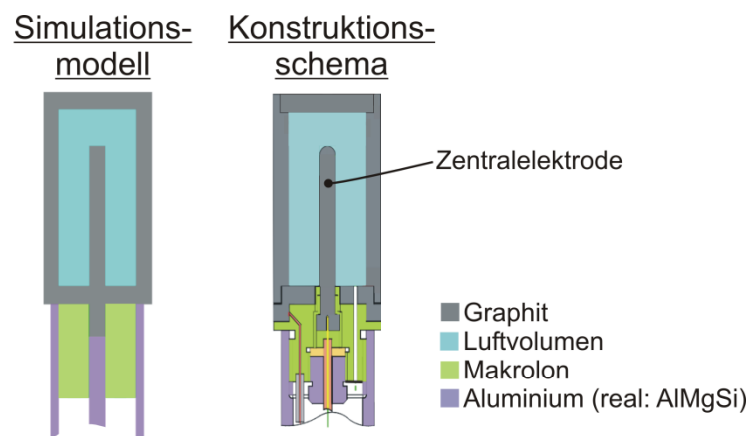


Abbildung 6.3: Schnitt durch das Kammermodell der HRK2 und Auszug aus den Konstruktionsunterlagen zur HRK2.

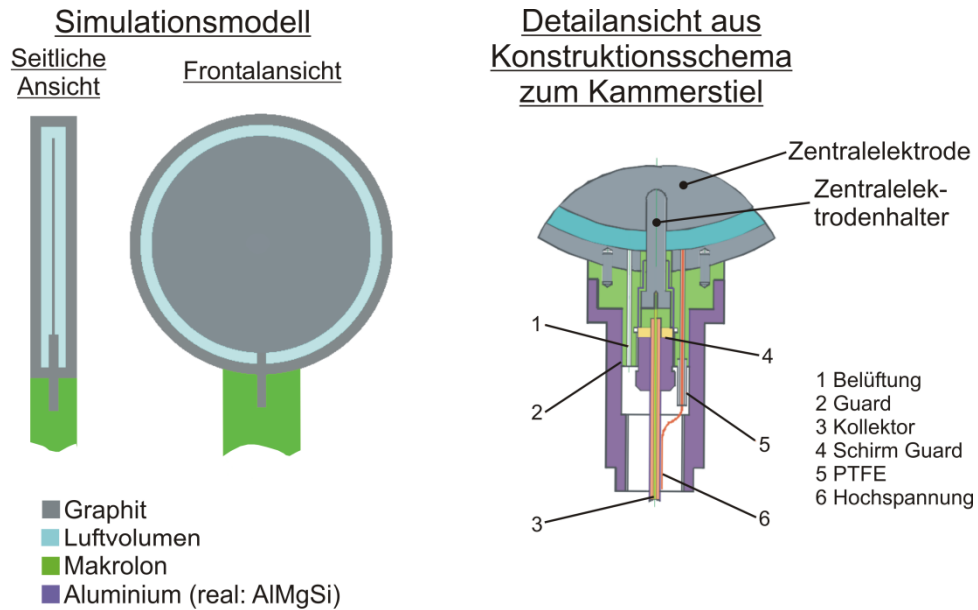


Abbildung 6.4: Schnitt durch das Kammermodell der HRK3 und Auszug aus den Konstruktionsunterlagen zur HRK3.

6.1.2 Ergebnisse der Überprüfung der Modelle in klinischen Photonenfeldern

Die Kammermodelle, die anhand der Untersuchungen im ^{60}Co -Strahlungsfeld als geeignet für die Simulationen bewertet wurden, wurden im Weiteren für Untersuchungen in hochenergetischen Photonenfeldern klinischer Beschleuniger herangezogen. Dabei wurden die einfacheren Modelle mit den ungenaueren (gerundeten) geometrischen Maßen verwendet, um Faktoren $N_{Q,6\text{MV}}$ entsprechend den Ausführungen in Kapitel 5.2.2 zu ermitteln und mit experimentell gewonnenen Werten (Kapitel 3.1) zu vergleichen. Die Ergebnisse dazu sind für die HRK2 in Abbildung 6.5 und für die HRK3 in Abbildung 6.6 dargestellt. Die Ergebnisse in Abbildung 6.5 und Abbildung 6.6 sind mit Unsicherheiten versehen, die im Fall der experimentellen Werte durch die Unsicherheiten für den k_Q -Faktor der NE2571 abgeschätzt wurden, da diese Unsicherheit dominierte. Für die Simulationen sind nur Unsicherheiten dargestellt, die aus den statistischen Unsicherheiten der zugrundeliegenden MC-Simulationen resultierten. Diese wiesen maximal eine statistische Unsicherheit von 0,13 % auf. Die Resultate für die Faktoren $N_{Q,6\text{MV}}$ aus den Simulationsdaten stimmen im Rahmen der Unsicherheit mit den Faktoren, die aus experimentellen Messungen gewonnen wurden, überein. Die Übereinstimmung gilt auch gegenüber den Werten mit der geringeren Unsicherheit, die mit den k_Q -Werten aus Messungen mit dem Wasserkalorimeter bestimmt wurden (Werte zu Kalorimeter- k_Q in Abbildung 6.5 und Abbildung 6.6). Als einzige Ausnahme ist dabei der EGS-Wert für die HRK2 bei 10 MV zu nennen, bei dem aber zumindest die Fehlerbalken des EGS-Wertes und des experimentellen Wertes mit dem Kalorimeter- k_Q -Wert überlappen. Auch in der Darstellung der Resultate in Abbildung 6.5 und Abbildung 6.6 wurde die Standardunsicherheit ($k = 1$) als Fehlerbalken eingezeichnet, so dass auch hierbei strengere Anforderungen bei der Beurteilung der Übereinstimmung der Ergebnisse vorliegen als für $k = 2$.

Für $k = 2$ würde auch die oben erwähnte Ausnahme des EGS-Wertes für die HRK2 bei 10 MV im Wertebereich des experimentellen Vergleichswertes mit dem Kalorimeter- k_Q -Wert liegen.

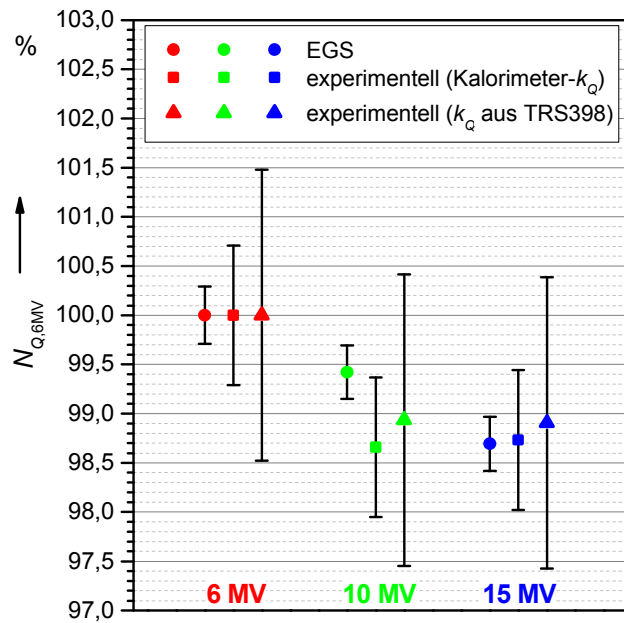


Abbildung 6.5: Faktoren $N_{Q,6MV}$ für die HRK2, die einerseits auf Grundlage experimenteller Messungen und andererseits aus MC-Simulationen bestimmt wurden. Die Werte auf Basis von Messungen berücksichtigen entweder einen Faktor k_Q für die NE2571 in Gleichung (3.3) bzw. Gleichung (3.4), der mit Wasserkalorimetrie bestimmt wurde (Kalorimeter- k_Q) [Kra12] oder anhand der Daten in TRS398 [TRS00] bestimmt wurde (k_Q aus TRS398).

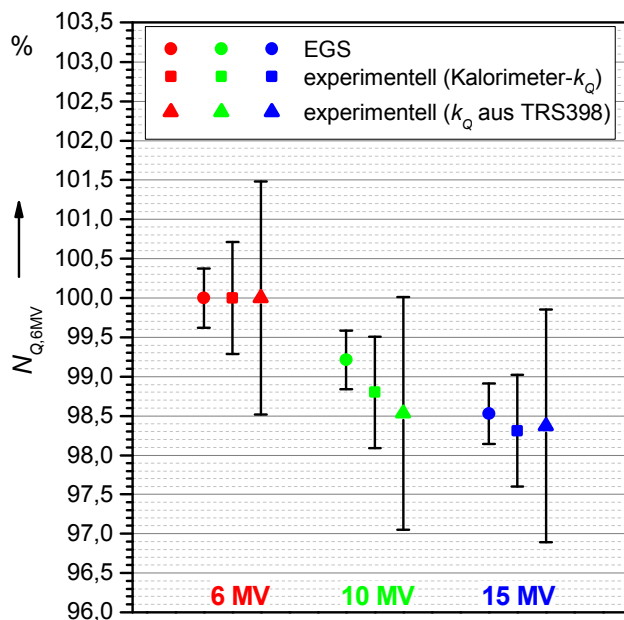


Abbildung 6.6: Faktoren $N_{Q,6MV}$ für die HRK3, die einerseits auf Grundlage experimenteller Messungen und andererseits aus MC-Simulationen bestimmt wurden. Die Werte auf Basis von Messungen berücksichtigen entweder einen Faktor k_Q für die NE2571 in Gleichung (3.3) bzw. Gleichung (3.4), der mit Wasserkalorimetrie bestimmt wurde (Kalorimeter- k_Q) [Kra12] oder anhand der Daten in TRS398 [TRS00] bestimmt wurde (k_Q aus TRS398).

Die Untersuchungen in hochenergetischen Photonenfeldern klinischer Beschleuniger belegen, dass die Kammermodelle, die in den Simulationen verwendet wurden, geeignet sind, das Verhalten der realen HRKs in diesen Strahlungsfeldern bei relativer Betrachtung der Ergebnisse nachzubilden. Somit haben die Kammermodelle sowohl den relativen Benchmark im Bereich niedriger als auch im Bereich hoher Photonenenergien bestanden, was die Voraussetzung für den Einsatz im Benchmark-Experiment war.

6.2 Ergebnisse des Benchmark-Experiments

6.2.1 Bestimmung der Strahlgeometrie und der Energie des Elektronenstrahls

Die Strahlgeometrie und das Energiespektrum des Elektronenstrahls sind Größen, die nicht in die Gleichung eingehen, die das Modell der Messung für das Benchmark-Experiment beschreibt (siehe Kapitel 4.5). Dennoch sind sie für das Benchmark-Experiment wichtig, da diese Informationen benötigt werden, um das Benchmark-Experiment in EGSnrc möglichst realitätsnah nachbilden zu können. Daher wurden diese Informationen im Experiment mit erfasst und Ergebnisse dazu werden an dieser Stelle vorgestellt.

Abbildung 6.7 und Abbildung 6.8, zeigen Messdaten, die für das Benchmark-Experiment zur HRK2 mit dem targetnahen Strahlprofilmonitor (Nummer 6 in Abbildung 4.1) aufgenommen wurden. Es sind Messpunkte zu horizontalen und vertikalen Strahlprofilen dargestellt, die am Anfang, während und gegen Ende der experimentellen Messungen erfasst wurden.

Die Strahlprofile haben sich laut der Messungen mit den Strahlprofilmonitoren während des Benchmark-Experiments nicht verändert. Es wurde daher angenommen, dass sich die Lage und die Abmaße des Strahls am Target während der Messung nicht verändert haben. Mit diesen Strahlprofilen und den Strahlprofilen, die am Profiler mit der Nummer 4 in Abbildung 4.1 aufgezeichnet wurden (hier nicht gezeigt), ist eine sehr geringe Divergenz des Strahls ermittelt worden, die im Bereich von $\pm 0,03^\circ$ lag. Die Größenänderung der Abmessungen des Strahls am Target ist damit kleiner als 0,25 mm, da der Abstand zwischen Target und targetnahe Profiler 435 mm beträgt. Aufgrund der geringen Größenänderung wurde die Divergenz vernachlässigt und die Abmessungen des Strahls entsprechend der Profile in Abbildung 6.7 und Abbildung 6.8 wurden am Target angenommen. Der Strahlquerschnitt am Target hat dann rund 5 mm Breite in horizontaler Richtung und 4,8 mm Breite in der Vertikalen, wenn die Abmessungen entsprechend FWHM bestimmt werden. Die Messungen mit den Profilern während des Experiments, bei dem die HRK3 verwendet wurde, führten zu identischen Erkenntnissen.

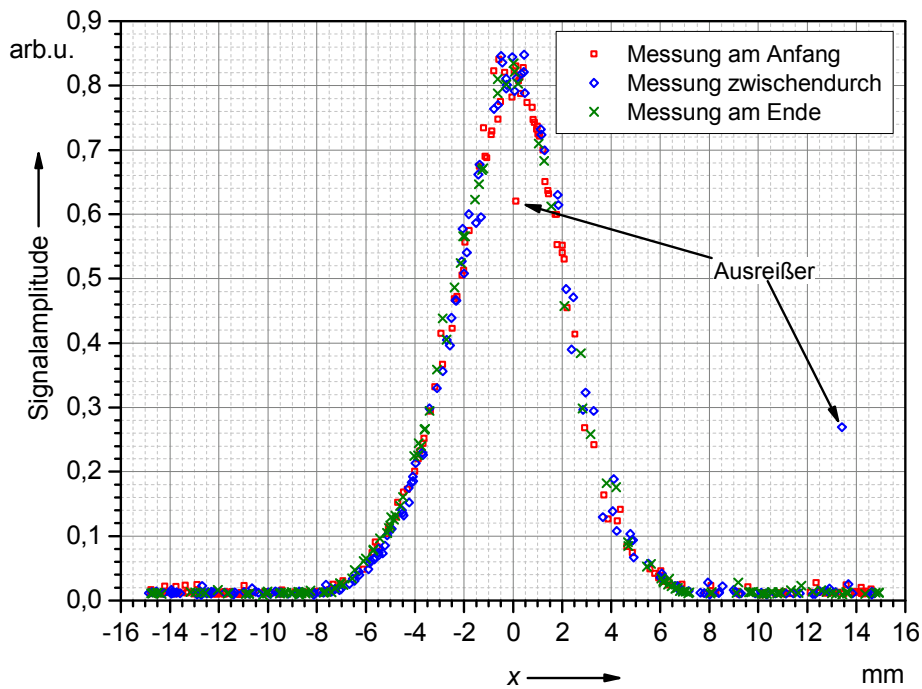


Abbildung 6.7: Strahlprofile, die für den horizontalen Strahlquerschnitt am targetnahen Profiler aufgezeichnet wurden. Die beiden als Ausreißer markierten Werte wurden vermutlich einer falschen Position zugeordnet. Die Messungen wurden am Anfang, während und gegen Ende des Benchmark-Experiments vorgenommen.

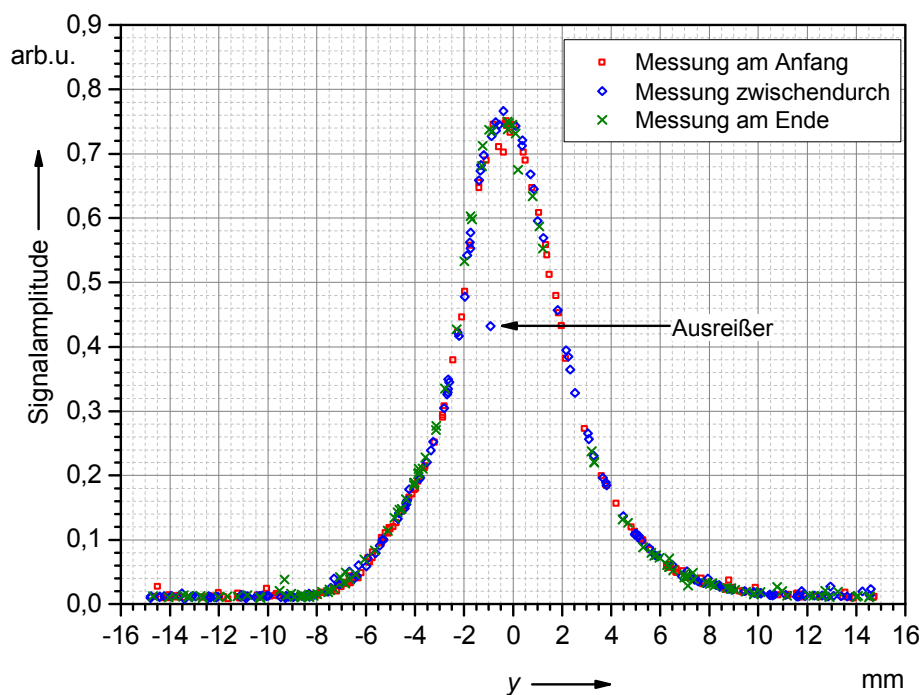


Abbildung 6.8: Strahlprofile, die für den vertikalen Strahlquerschnitt am targetnahen Profiler aufgezeichnet wurden. Ein Wert (Ausreißer) wurde vermutlich einer falschen Position zugeordnet. Messungen wurden am Anfang, während und gegen Ende des Experiments vorgenommen.

Die Messungen mit dem Magnetspektrometer wurden analog zu dem Verfahren durchgeführt und ausgewertet, welches in Kapitel 3.2 vorgestellt und in Kapitel 4.2.3 konkretisiert wurde. Anhand der Gaußkurve, die in Abbildung 4.2 an den korrigierten Signalverlauf angepasst wurde, ergaben sich Drahtpositionen für den Mittelwert (Peak) der jeweiligen Gaußkurve und für die beiden Amplituden zu FWHM. Die Daten, die zu diesen Drahtpositionen gehörten, wurden mit dem Algorithmus zur Energiebestimmung ausgewertet, wie es in Kapitel 3.2.4 und Kapitel 4.2.3 beschrieben wurde. Dabei wurde eine Vorgabe von $n = 250$ Zufallszahlen zur Skalierung der Unsicherheit der magnetischen Flussdichte eingestellt (siehe Kapitel 3.2.4). Für jede der drei Drahtpositionen ergab sich ein Histogramm, welches aus den Beiträgen einzelner Energiebins (Breite 5 keV) zusammengesetzt war. Die Histogramme stellen die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten bestimmter Energien bei der Energiebestimmung dar. Die Wahrscheinlichkeitsverteilungen lassen sich jeweils durch eine Gaußkurve repräsentieren, wie es beispielhaft für eines der drei Histogramme in Abbildung 6.9 dargestellt ist. Für den Mittelwert und die beiden Amplituden zu FWHM sind die charakteristischen Werte der drei angepassten Gaußkurven in Tabelle 6.1 wiedergegeben. Dabei sind in Tabelle 6.1 auch die Werte angegeben, die für die Energiebestimmung am Ende des Experiments ermittelt wurden. Sie stimmen unter Berücksichtigung der angegebenen Standardabweichung mit den Werten für die Energiebestimmung am Anfang des Experiments überein. Aufgrund der Ergebnisse der Auswertung der Magnetspektrometrie war eine gaußförmige Verteilung der kinetischen Energie des Elektronenstrahls im Benchmark-Experiment anzunehmen, wobei die konkrete energetische Beschreibung des gaußförmigen Spektrums auf Grundlage der Daten in Tabelle 6.1 erfolgte. Für den Mittelwert des Energiespektrums wurde der Durchschnitt der mittleren Energien am Anfang und Ende des Experiments (siehe Tabelle 6.1) verwendet, welcher 27,125 MeV beträgt. Die Halbwertsbreite des Spektrums wurde mit 180 keV angenommen, was einer Differenz von ± 90 keV zur mittleren Energie entspricht. Die 90 keV resultieren aus dem Mittelwert der Beträge der vier Energiewerte zu FWHM in der rechten Spalte von Tabelle 6.1, wobei von 89 keV auf 90 keV aufgerundet wurde. Nach der Halbwertsbreite beurteilt, bedeutet das, dass die Energiebreite des Spektrums bezogen auf den Mittelwert lediglich 0,66 % beträgt. Die Standardunsicherheit der Energie beträgt laut den Werten in Tabelle 6.1 zwischen 33 keV und 38 keV. Das entspricht maximal einer relativen Unsicherheit von 0,14 % bezogen auf den Mittelwert des Energiespektrums. Die Energiebestimmung für das Benchmark-Experiment mit der HRK3 erbrachte im Rahmen der Unsicherheit identische Resultate zu den vorab vorgestellten Ergebnissen. Daher wurde für die Simulationen zu beiden Kammern das gleiche Energiespektrum für die Strahlungsquelle verwendet.

Tabelle 6.1: Mittelwerte und Standardabweichungen für die Gaußkurven, die an die Histogramme angepasst wurden, die mit den Ergebnissen des Algorithmus zur Energiebestimmung erstellt wurden. Die Histogramme bzw. deren Gaußkurven gehören zu bestimmten Drahtpositionen, die durch Messungen mit dem Magnetspektrometer zu Beginn und zum Ende des Experiments ermittelt wurden.

Zeitliche Zuordnung	Amplitude, die die Drahtposition bestimmt	Mittelwert der Gaußkurve in MeV	Standardabweichung der Gaußkurve in keV	Differenz zur mittleren Energie in keV
Energiebestimmung zu Beginn	Gauß-Peak	27,118	35	
	FWHM-Amplitude links vom Gauß-Peak	27,026	38	-92
	FWHM-Amplitude rechts vom Gauß-Peak	27,202	33	+84
Energiebestimmung am Ende	Gauß-Peak	27,131	38	
	FWHM-Amplitude links vom Gauß-Peak	27,033	38	-98
	FWHM-Amplitude rechts vom Gauß-Peak	27,213	34	+82

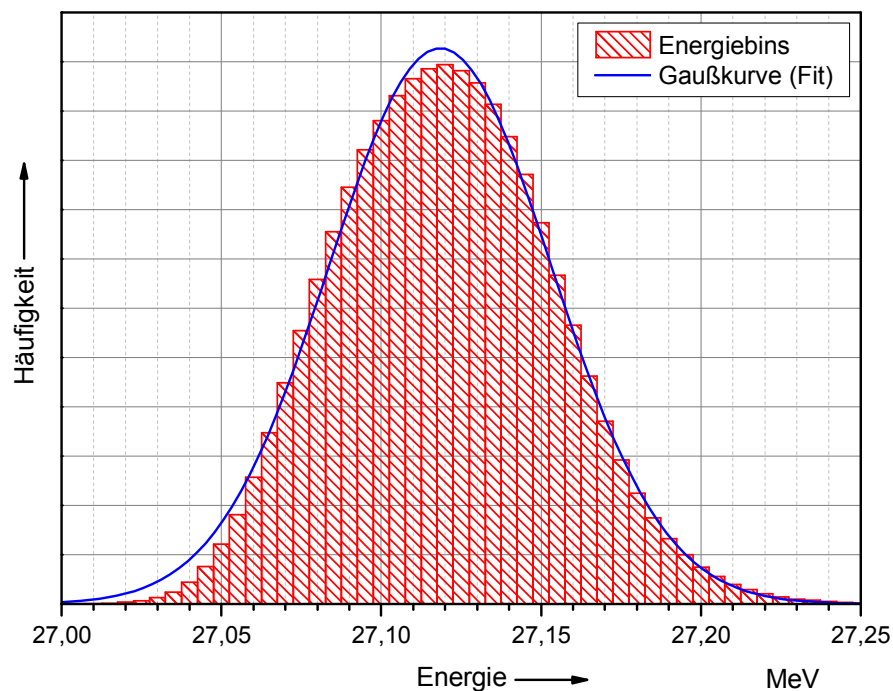


Abbildung 6.9: Beispiel für ein Histogramm wie es aus den Ergebnissen des Algorithmus zur Energiebestimmung ermittelt wurde, wobei Einflüsse möglicher Unsicherheiten mit berücksichtigt wurden. Dieses Histogramm wurde für die Drahtposition, die dem Mittelwert der Gaußkurve in Abbildung 4.2 zuzuordnen ist, berechnet. Das Histogramm kann durch eine Gaußkurve angenähert werden, wie es durch den Fit gezeigt wird.

6.2.2 Auswertung der Pulsladungs-Messungen mit den Strahlstrommonitoren

Bei den Messungen zum Benchmark-Experiment wurde die Pulsladung, die der Strahlstrommonitor am Target liefert, stets parallel zur pulsaufgelösten Messung des Mittelwertes des Ionisationskammerstroms erfasst, weil die Pulsladung (Q_P) entsprechend Gleichung (4.7) in die experimentellen Resultate eingeht. Die Pulsladung wurde aber auch dafür verwendet, um die Stabilität des Beschleunigers während des Experiments beurteilen und im Nachhinein nachweisen zu können. Abbildung 6.10 zeigt, wie sich die mittlere Pulsladung im Verlauf des Benchmark-Experiments mit der HRK2 relativ verändert hat. Als Bezugswert wurde ein Wert für die mittlere Pulsladung zum Zeitpunkt der Ionisationskammermessungen herangezogen. Die mittlere Pulsladung ist ein Mittelwert über mindestens 900 Pulse. Die Fehlerbalken zu den Punkten in Abbildung 6.10 stellen jeweils die Standardmessunsicherheit der relativen mittleren Pulsladung dar, die stets $< 0,1 \%$ ist.

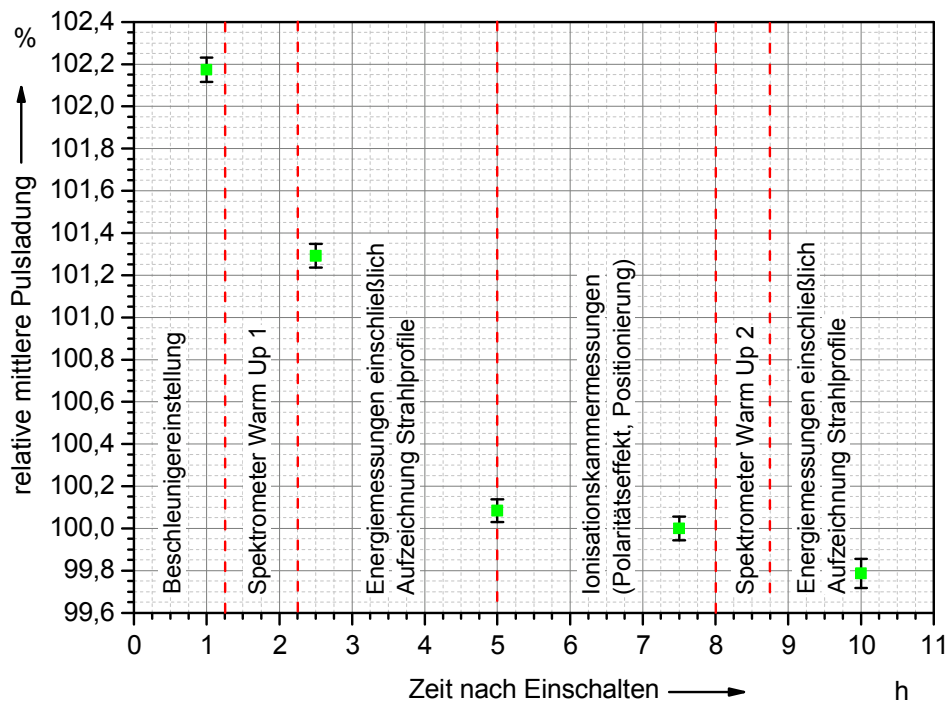


Abbildung 6.10: Die Entwicklung der relativen mittleren Pulsladung während des Benchmark-Experiments mit der HRK2. Anhand der Daten kann die Stabilität des Beschleunigers beurteilt werden. Außerdem gibt die Grafik Aufschluss über den zeitlichen Ablauf des Experiments. Als Bezugswert für die Verhältnisbildung wurde die mittlere Pulsladung nach 7,5 Stunden verwendet.

Die Pulsladung verringert sich laut Abbildung 6.10 während der ersten fünf Stunden nach dem Einschalten um rund 2 %. Während der folgenden fünf Stunden verringert sie sich nur noch geringfügig um rund 0,3 %. In der Zeit, in der die Ionisationskammermessungen durchgeführt wurden, betrug die relative Änderung der Pulsladung nur circa 0,1 % und ist damit vernachlässigbar. Zwischen dem Beginn der ersten Messung mit dem Magnetspektrometer und dem Ende der zweiten Messung mit dem Magnetspektrometer („Energiesmessungen“ in Abbildung 6.10) ändert sich die mittlere Pulsladung laut Abbildung 6.10 um 1,5 %. Dies hatte aber

keine erkennbaren Auswirkungen auf die kinetische Energie der Elektronen, denn die Unterschiede bei der Energiebestimmung zum Anfang und gegen Ende des Experiments lagen im Rahmen der Unsicherheit (siehe Kapitel 6.2.1). Die Überprüfung der Stabilität des Beschleunigers wurde für das Benchmark-Experiment mit der HRK3 nicht in dieser ausführlichen Weise durchgeführt. Während des Experiments wurde die Pulsladung aber kontinuierlich grafisch angezeigt und vom Experimentator kontrolliert. Es zeigten sich dabei keine Instabilitäten über die Zeit des Experiments hinweg. Außerdem zeigten sich bei der Auswertung der Ionisationskammermessungen und der Messungen mit dem Magnetspektrometer auch keine Auffälligkeiten. Aus diesen Gründen ist davon auszugehen, dass der Beschleuniger auch während der Dauer des Experiments mit der HRK3 hinreichend stabile Pulse erzeugte.

6.2.3 Auswertung der Messungen mit den Ionisationskammern

Im Benchmark-Experiment dienten die Messungen mit den Ionisationskammern HRK2 und HRK3 zur Ermittlung der Luft-Energiedosis in einem definierten Volumen. Sie waren daher ein wichtiger Schwerpunkt des Benchmark-Experiments. Ergebnisse für die Ionisationskammermessungen werden hier exemplarisch am Beispiel der Messungen für die HRK2 vorgestellt. Messungen, die im Zuge des jeweiligen Benchmark-Experiments mit einer der beiden HRKs erfolgten, wurden zur Ermittlung des Kammerstroms, des Polaritätseffektes und zur Bestimmung des Einflusses der Positionierungsunsicherheit der Kammern in der Phantomtiefe durchgeführt.

Messdaten zur Ermittlung des Polaritätseffektes für die HRK2 sind in Abbildung 6.11 dargestellt. Der Kammerstrom wird hierbei im Verhältnis zu der Anzeige des targetnahen Strommonitors betrachtet. Dies ist eine übliche Methode, um mögliche Schwankungen oder eine Drift des Kammerstroms, die durch Instabilitäten beim Betrieb des Beschleunigers verursacht werden können, zu vermeiden. Dass die beiden Größen positiv linear korreliert sind, ist in Abbildung 6.12 anhand einiger Messpunkte veranschaulicht. Auf Grundlage der in Abbildung 6.11 dargestellten Daten wurde der Korrekturfaktor für den Einfluss der Polarität der Kammerstromspannung für die HRK2 im Benchmark-Experiment bestimmt. Der entsprechende Wert und dessen Unsicherheit sind im Unsicherheitsbudget zur HRK2 dokumentiert.

Abbildung 6.13 ist zu entnehmen, wie sich das Kammerstromsignal ändert, wenn die HRK2 ausgehend von der Position in 15 cm Phantomtiefe um rund einen Zentimeter zur Front bzw. Rückwand des PMMA-Phantoms versetzt wird. Das Kammerstromsignal nimmt um circa 3 % zu bzw. ab, wenn sich die Tiefe verringert bzw. erhöht. Dieses Verhalten eines konstanten Dosisabfalls war aufgrund des Verlaufs der Tiefendosisabfallskurve in dem Tiefenbereich zu erwarten. Geringe Abweichungen zwischen den Werten für die relative Änderung des Kammerstromsignals in Abhängigkeit davon, ob die Kammer nach vorn oder hinten versetzt wird, sind u.a. damit zu erklären, dass die Tiefendosisabfallskurve nicht exakt linear ist. Außerdem besaßen die PMMA-Platten, die vor der Kammer aus dem Phantom entfernt wurden bzw. vor der Kammer ergänzt wurden nicht exakt 10 mm Stärke. Die Verschiebung der Kammer in der Tiefe betrug insgesamt 19,49 mm. Daraus resultiert eine Änderung des Kammerstromsignals um circa 0,64 % für die angenommenen 2 mm Positionier-

unsicherheit in der Tiefe. Als Absolutwert für den Kammerstrom wurde der Mittelwert des Stroms für die Messpunkte 75 bis 95 in Abbildung 6.11 verwendet. Der Mittelwert ergab 206,15 pA. Die Standardmessunsicherheit dazu betrug 0,25 pA.

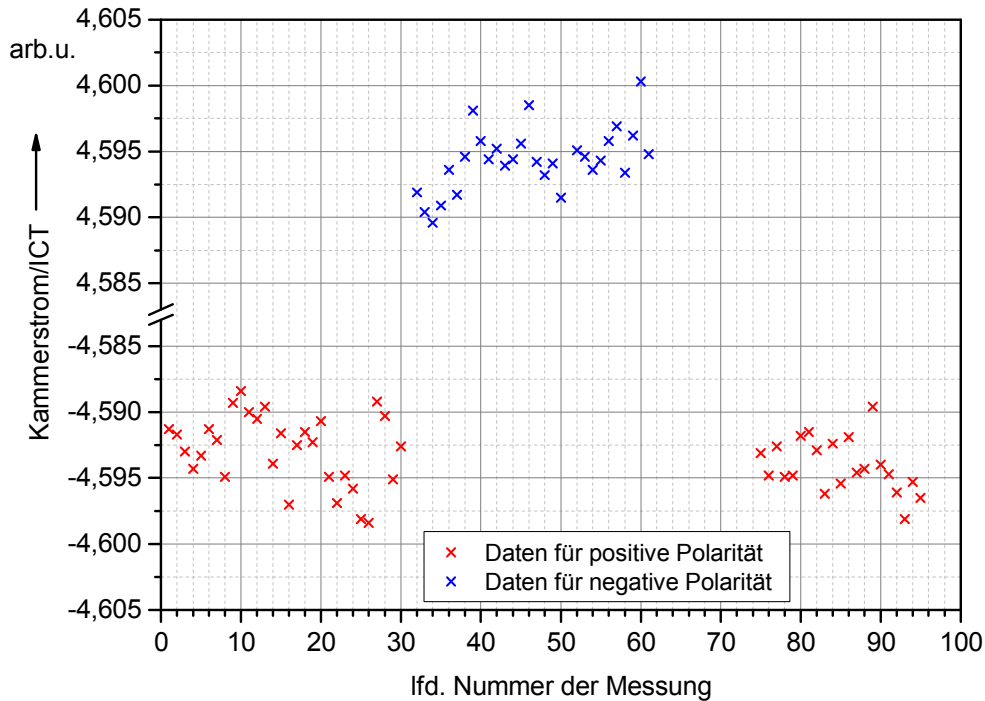


Abbildung 6.11: Das Verhältnis aus Kammerstrom und Signal des targetnahen Strommonitors (ICT) für mehrere Messungen in Abhängigkeit von der Polarität der Kammerspannung. Die Daten dienen zur Ermittlung des Polaritätseffektes für die HRK2 im Benchmark-Experiment. Punkt 51 ist nicht dargestellt, da er einen Ausreißer im ICT-Signal aufwies. Die Abweichung zwischen den Mittelwerten der Messungen bei positiver Polarität ist kleiner als 0,03 %. Daraus ist zu schließen, dass sich die Kammer in einem stabilen Zustand befand.

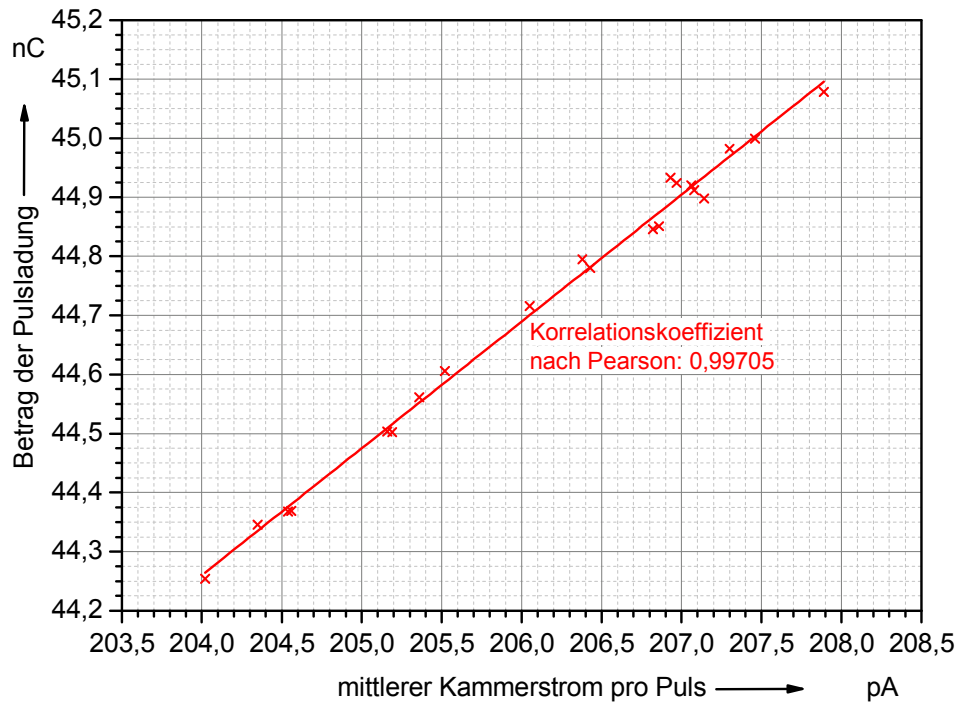


Abbildung 6.12: Veranschaulichung der Korrelation zwischen mittlerem Kammerstrom und Pulsladung des targetnahen Strommonitors.

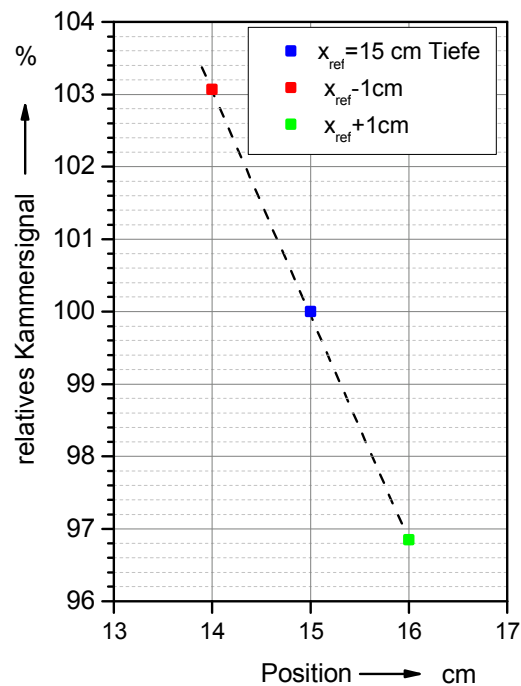


Abbildung 6.13: Die relative Höhe des Kammer-signals in Abhängigkeit von der Positionierung der HRK2 in der Tiefe des Phantoms. Die Strichlinie ist als optische Hilfslinie ergänzt worden.

6.2.4 Zusammenfassung der experimentellen Ergebnisse

Die Ergebnisse der Ionisationskammermessungen mit der jeweiligen HRK, wie sie am Beispiel der HRK2 in Kapitel 6.2.3 vorgestellt wurden, liefern einen Wert für die Größe von k_{pol} und einen Wert für die Unsicherheit für k_{posT} , wobei k_{posT} selbst 1 ist (siehe Kapitel 4.4.2). Die Werte gehen in das Modell der Messung, Gleichung (4.9), bzw. in die dazugehörige Unsicherheitsbetrachtung des Benchmark-Experiments mit der jeweiligen HRK ein. Der Mittelwert für den Kammerstrom ist eine der Größen, die zur Berechnung von $I_{\text{K,norm}}$ im Modell der Messung, Gleichung (4.9), benötigt wird. Die übrigen Werte und deren beigeordnete Unsicherheiten, die zur Berechnung des Ergebnisses und der Unsicherheit für das Benchmark-Experiment notwendig sind, wurden durch Verfahren bestimmt, die bereits in anderen Kapiteln erläutert wurden bzw. es handelt sich um Daten, die aus anderen Quellen bezogen wurden. Tabelle 6.2 gibt Auskunft darüber, aus welchem Kapitel dieser Arbeit bzw. aus welcher Literaturquelle die einzelnen Daten entnommen wurden. Gegebenenfalls wird eine kurze Erläuterung gegeben, wie der Wert ermittelt wurde.

Die Auswertung des Benchmark-Experiments mit der HRK2 ist schließlich in Tabelle 6.3 dokumentiert, wobei auch ein Auszug aus dem Unsicherheitsbudget enthalten ist. Tabelle 6.4 legt die Auswertung und das entsprechende (Teil-) Unsicherheitsbudget für das Experiment mit der HRK3 dar. Die Gesamtbudgets sind in Anhang B hinterlegt. In den Gesamtbudgets erfolgt die Ermittlung eines Erweiterungsfaktors für die Berechnung der erweiterten Messunsicherheit durch einen effektiven Freiheitsgrad, der gemäß Gleichung (2.30) bestimmt wurde. Die Werte für die Freiheitsgrade ν_i wurden gemäß [Ben03] vergeben. Da auf diese Weise für eine Überdeckungswahrscheinlichkeit p von 95 % $t_p \approx 2$ resultiert, sind die Unsicherheiten mit einem Erweiterungsfaktor $k = 2$ angegeben. Die Ergebnisse und beigeordneten erweiterten Unsicherheiten des Benchmark-Experiments mit der entsprechenden HRK sind in der letzten Zeile von Tabelle 6.3 bzw. Tabelle 6.4 notiert. Die erweiterte Messunsicherheit der mittleren Luft-Energiedosis pro Elektron der Strahlungsquelle beträgt für die HRK2 1,33 % und für die HRK3 1,18 %. Bezüglich der einzelnen Unsicherheitsbeiträge zur kombinierten Unsicherheit der mittleren Luft-Energiedosis pro Elektron ist entsprechend Tabelle 6.3 und Tabelle 6.4 zu erkennen, dass für das Experiment im Fall beider Kammern die Unsicherheit der Positionierung der HRKs in der Tiefe im Phantom am größten ist. Der zweitgrößte Unsicherheitsbeitrag resultiert in beiden Fällen aus dem normierten Kammerstrom. Mit weiter abnehmender Größe der Unsicherheit folgen darauf Einflüsse bedingt durch die Feldverteilung senkrecht zur Strahleinfallsrichtung und durch die Lage der Feldverteilung bezüglich der jeweiligen HRK. Schließlich wird in der Größenordnung von 0,15 % relativer Standardmessunsicherheit auch die Unsicherheit des Konversionsfaktors für Luft wirksam. Es handelt sich dabei um eine Einflussgröße, die nicht mehr durch den Experimentator und die Ausführung des Experiments beeinflusst werden kann. Für die vorab genannten Einflussgrößen hätten Bemühungen unternommen werden können, um die Unsicherheit der Größen noch zu reduzieren. Zum Beispiel hätte die Positionierung der Kammer in der Phantomtiefe mit höherer Genauigkeit vorgenommen und die Feldverteilung in der Messebene genauer bestimmt werden können. Auch im Zusammenhang mit der Kalibrierung des Faraday-Cups haben sich nach der Durchführung des Benchmark-Experiments neue Erkenntnisse ergeben, die eine Reduzierung der Unsicherheit des auf die Pulsladung normierten Kammerstroms in Aussicht stellen. Allerdings

hätte das Benchmark-Experiment dafür vollständig wiederholt werden müssen. Darauf wurde zu dem Zeitpunkt verzichtet, da Aufwand und Erkenntnisgewinn in diesem Fall in keiner Relation zueinander gestanden hätten. Selbst wenn der Idealfall angenommen wird, dass die Unsicherheit für den normierten Kammerstrom vernachlässigbar klein werden würde, was durch das neuere Kalibrierverfahren allein nicht erreicht worden wäre, hätte sich die kombinierte Unsicherheit der mittleren Luft-Energiedosis pro Elektron (bei $k = 2$) nur um 0,21 % (HRK2) bzw. 0,14 % (HRK3) verringert. Die Verringerung der Unsicherheit für die Kalibrierung des Faraday-Cups allein wäre demnach nicht ausreichend, um die Unsicherheit des Benchmark-Experiments bedeutend zu reduzieren. Dagegen wäre in Kombination mit den oben erwähnten Maßnahmen eine deutlichere Reduzierung der Unsicherheit möglich gewesen. Allerdings stellt sich die Frage, ob dieser Mehraufwand gerechtfertigt wäre, denn die Ergebnisse für das Experiment und die MC-Rechnung stimmen unter Berücksichtigung der jeweiligen Unsicherheiten für beide Kammern überein. Dies wird in Kapitel 6.3 noch gezeigt werden. Außerdem ist die kombinierte Unsicherheit des Experiments tendenziell sogar kleiner als die Unsicherheit der EGSnrc-Rechnung, was ebenfalls in Kapitel 6.3 erläutert werden wird. Somit wäre es eher von Interesse, die Unsicherheit der Simulation zu verkleinern als die des Experiments, um die Aussagekraft des Vergleichs zwischen Experiment und Simulation zu erhöhen.

Hinsichtlich der Unsicherheitsbeiträge, der bisher noch nicht explizit erwähnten Einflussgrößen in Tabelle 6.3 bzw. Tabelle 6.4, ist zu sagen, dass die Beiträge einiger Größen im Unsicherheitsbudget als vernachlässigbar betrachtet werden könnten, da deren Unsicherheitsbeitrag $< 0,1$ % ist [TEC05; TEC08]. Dies trifft auf die Korrektionsfaktoren für die Luftfeuchte, für den Polaritätseffekt, für die Sättigung sowie für den Wert der Luftdichte, der Elementarladung und der Pulswiederholfrequenz zu. Der Unsicherheitsbeitrag für das Kammervolumen der HRKs liegt gerade etwas über 0,1 % und ist damit zu berücksichtigen. Die Unsicherheit des Volumens der Ionisationskammern wäre in jedem Fall ein Beitrag zur kombinierten Unsicherheit, der die Reduzierung der Unsicherheit für das Benchmark-Experiment nach unten begrenzt, auch wenn das Experiment mit größerem Aufwand zur Erniedrigung anderer Unsicherheitseinflüsse wiederholt werden würde.

Tabelle 6.2: Die Größen, die in das Modell der Auswertung eingehen und wie diese ermittelt wurden. Als Quelle ist entweder eine Literaturquelle angegeben, aus der der Wert für die Größe entnommen wurde oder es wird auf ein Kapitel in dieser Arbeit verwiesen, wo beschrieben ist, wie die Größe ermittelt wurde.

Größe	Formelzeichen	Quellenangabe und ggf. Anmerkungen
Konversionsfaktor für Luft	$(W/e)_{\text{air}}$	Wert entsprechend [Bou87]
Normierter Kammerstrom	$I_{\text{K,norm}}$	laut Gleichung (4.8) Verhältnis aus mittlerem Kammerstrom pro Puls (Wert für HRK2 siehe Kapitel 6.2.3) und der parallel dazu aufgezeichneten Pulsladung, wobei die Pulsladung noch zu korrigieren ist (siehe Kapitel 4.2.2)
Luftdichtekorrektur	k_p	bereits im Wert des Kammerstroms berücksichtigt (Kapitel 4.4.2)
Luftfeuchtekorrektur	k_h	gemäß Erläuterung in Kapitel 4.4.2
Korrektionsfaktor für Polaritätseffekt	k_{pol}	siehe Kapitel 6.2.3 und Kapitel 4.4.2
Sättigungskorrektur	k_s	entsprechend linearem Fit $k_s = f(r)$ für Elekta & Accel in Abbildung 4.9; die Ladungsdichte pro Puls r wurde mit Gleichung (2.13) berechnet; der Kammerstrom I_K entsprach dem Wert in Kapitel 6.2.3
Korrektur für Positionierung in der Phantomtiefte	k_{posT}	siehe Kapitel 6.2.3
Korrektur für Positionierung in der Messebene im Phantom	k_{posE}	gemäß Erläuterung in Kapitel 4.4.2
Korrektur für Lage der Verteilung des Felds bezüglich der HRK in der Messebene	k_{Feld}	gemäß Erläuterung in Kapitel 4.4.2
Volumen des Hohlraums der HRK	V	siehe Tabelle 5.1, Werte für die realen Kammern; zusätzliche Unsicherheit von 0,1 % berücksichtigt (siehe Kapitel 4.4.1)
Dichte trockener Luft	ρ	[Koh86] und [ICR84], siehe zudem Erläuterungen in Kapitel 4.4.2 unter Luftfeuchtekorrektur
Elementarladung	e	[PTB13]
Pulswiederholfrequenz des Beschleunigers	prf	Einstellung: 5 Hz; Stabilität durch Messung überprüft und daher als Konstante betrachtet

Tabelle 6.3: Auswertung des Benchmark-Experiments mit der HRK2 inklusive Auszug aus dem Unsicherheitsbudget. Das Ergebnis für die mittlere Luft-Energiedosis pro Elektron sowie deren beigeordnete erweiterte Unsicherheit ($k = 2$) sind in der letzten Zeile angegeben.

Lfd. Nr.	Formelzeichen der Größe	Wert der Größe	Einheit	relative erweiterte Messunsicherheit in %	Erweiterungsfaktor k_i	relative Standardmessunsicherheit in %
1	$(W/e)_{\text{air}}$	33,97	J/C	0,150	1	0,150
2	$I_{K,\text{norm}}$	$4,462 \cdot 10^{-3}$	A/C	0,354	1	0,354
3	k_h	1,0044		0,068	1	0,068
4	k_{Pol}	1,0000		0,034	1	0,034
5	k_S	1,0557		0,072	1	0,072
6	k_{PosT}	1,0000		0,638	1,73	0,368
7	k_{PosE}	1,0006		0,200	1	0,200
8	k_{Feld}	1,0053		0,527	1,73	0,305
9	V	$1518,98 \cdot 10^{-9}$	m ³	0,105	1	0,105
10	ρ	1,2050	kg/m ³	0,083	1,73	0,048
11	e	$1,60 \cdot 10^{-19}$		0,00	1	0,000
12	prf	5	1/s	(Konstante)		
$\overline{D} = (2,8303 \cdot 10^{-15} \pm 3,76 \cdot 10^{-17}) \text{ J/kg}$						

Tabelle 6.4: Auswertung des Benchmark-Experiments mit der HRK3 inklusive Auszug aus dem Unsicherheitsbudget. Das Ergebnis für die mittlere Luft-Energiedosis pro Elektron sowie deren beigeordnete erweiterte Unsicherheit ($k = 2$) sind in der letzten Zeile angegeben.

Lfd. Nr.	Formelzeichen der Größe	Wert der Größe	Einheit	relative erweiterte Messunsicherheit in %	Erweiterungsfaktor k_i	relative Standardmessunsicherheit in %
1	$(W/e)_{\text{air}}$	33,97	J/C	0,150	1	0,150
2	$I_{K,\text{norm}}$	$18,049 \cdot 10^{-3}$	A/C	0,278	1	0,278
3	k_h	1,0044		0,068	1	0,068
4	k_{Pol}	0,9997		0,044	1	0,044
5	k_S	1,0175		0,052	1	0,052
6	k_{PosT}	1,0000		0,654	1,73	0,378
7	k_{PosE}	1,0007		0,230	1	0,230
8	k_{Feld}	1,0026		0,259	1,73	0,150
9	V	$6138,06 \cdot 10^{-9}$	m ³	0,127	1	0,127
10	ρ	1,2050	kg/m ³	0,083	1,73	0,048
11	e	$1,60 \cdot 10^{-19}$		0,00	1	0,000
12	prf	5	1/s	(Konstante)		
$\overline{D} = (2,7227 \cdot 10^{-15} \pm 3,20 \cdot 10^{-17}) \text{ J/kg}$						

6.3 Vergleich zwischen den Monte-Carlo-Ergebnissen und den Resultaten des Benchmark-Experiments

6.3.1 Monte-Carlo-Rechnungen und Benchmark-Experiment für die HRK2

Das Benchmark-Experiment wurde mit beiden HRKs durchgeführt und beide experimentell gewonnenen Ergebnisse wurden jeweils als Grundlage für einen Vergleich mit entsprechenden MC-Rechnungen verwendet. Die Ergebnisse von MC-Simulationen zu dem jeweiligen Experiment werden daher im Folgenden zusammen mit dem entsprechenden experimentellen Ergebnis dargestellt. Die Ergebnisse geben an, welche Luft-Energiedosis (im Folgenden kurz Dosis) im Mittel pro Elektron der Strahlungsquelle im Luftvolumen der HRK deponiert wurde (siehe Kapitel 4.5). Die Unsicherheiten der Ergebnisse sind durch Fehlerbalken in den nachfolgenden Abbildungen dargestellt, für die ein Erweiterungsfaktor $k = 1$ gilt. Der Wert für die kombinierte Unsicherheit, der in Kapitel 6.2.4 in den Tabellen mit der Auswertung des Benchmark-Experiments für die HRK2 bzw. die HRK3 angegeben ist, berücksichtigt einen Erweiterungsfaktor $k = 2$ (siehe Anhang B). Die Unsicherheit des Experiments ist daher in den Abbildungen halb so groß wie der Wert für die kombinierte Unsicherheit, der in Kapitel 6.2.4 in den genannten Tabellen angegeben ist. Die Fehlerbalken zu den Simulationsergebnissen zeigen die kombinierte Standardunsicherheit, die sich aus den statistischen Unsicherheiten und den Unsicherheiten des Typs B, die in Kapitel 3.3 abgeschätzt wurden, zusammensetzt.

Im Fall der HRK2 sind mehrere Simulationen durchgeführt worden, deren jeweilige Ergebnisse im Vergleich zum experimentellen Resultat in Abbildung 6.14 gezeigt sind. Die Simulationen erfolgten in `egs_chamber` entsprechend der Angaben in Kapitel 5.1, soweit nicht explizit etwas anderes erwähnt wird. Die Strahlungsquelle wurde zunächst als flächenhafte Elektronenquelle mit elliptischem Querschnitt definiert, wobei die FWHM-Dimensionen der Strahlprofile am Target nach Kapitel 6.2.1 verwendet wurden. Das Simulationsergebnis in Abbildung 6.14, welches die Bezeichnung „Simulationswert, monoenergetische Quelle“ trägt, wurde durch eine Simulation gewonnen, bei der eine Strahlungsquelle monoenergetischer Elektronen mit einer Energie von 27,125 MeV eingesetzt wurde. Dieser Energiewert entspricht der mittleren Energie, die für das Energiespektrum des Elektronenstrahls in Kapitel 6.2.1 ermittelt wurde. Dagegen gehört das Ergebnis zu „Simulationswert, Energiespektrum“ zu einer MC-Simulation, für die eine energetische Verteilung der Elektronen der Strahlungsquelle entsprechend Kapitel 6.2.1 angenommen wurde. Das Ergebnis der Simulation mit einer monoenergetischen Elektronenquelle und das Simulationsergebnis für das Energiespektrum stimmen in Rahmen der Unsicherheiten überein. Die mittlere Dosis pro Elektron ändert sich hierbei um weniger als 0,1 %. Dies ist im Gegensatz zu der Änderung, die in Kapitel 3.3 für diesen Fall ermittelt wurde, vernachlässigbar. Als Begründung lässt sich hierfür angeben, dass das Energiespektrum mit 0,66 % FWHM (siehe Kapitel 6.2.1) sehr schmal ist und bei der exakten Nachbildung der Geometrie des Benchmark-Experiments in EGSnrc (mit Phantom, größere Entfernung) die Verwendung des Spektrums anstatt monoenergetischer Strahlung einen geringeren Effekt auf die Dosis ausübt. Da die Verwendung des Spektrums anstatt monoenergetischer Strahlung nur einen relativ geringen Effizienzverlust ausmachte, wurden weitere Simulationen mit dem Energiespektrum durchgeführt, weil dies einer

realistischeren Darstellung der Quelle entsprach. Bezugnehmend auf die Untersuchungen in Kapitel 3.3 wurde eine Simulation berechnet, bei der für den Teilchentransport auch die Strahlungskorrektur bei Compton-Wechselwirkung aktiviert wurde. Das entsprechende Simulationsergebnis ist unter der Bezeichnung „Simulationswert, Energiespektrum, RadCorr“ in Abbildung 6.14 eingezeichnet. Das Resultat der Simulation mit Strahlungskorrektur weicht um 0,23 % von der gleichwertigen Simulation ohne Strahlungskorrektur („Simulationswert, Energiespektrum“) ab. Da die Abweichung aber weniger als die Hälfte der bisher angenommenen Unsicherheit der Simulationswerte beträgt, hat der Einfluss der Strahlungskorrektur für die Unsicherheit insgesamt eine untergeordnete Bedeutung.

Hinter dem Resultat der Simulation mit dem Titel „Simulationswert, Energiespektrum, Quelle2“ verbirgt sich das Ergebnis einer Simulation mit einer Strahlungsquelle, für die ein elliptischer Querschnitt mit identischen Halbachsen von 6 mm Länge angenommen wurde. Dies stellte eine sehr viel größere Querschnittsfläche dar als die Fläche der Strahlungsquelle, die in Kapitel 6.2.1 anhand der FWHM-Dimensionen der Strahlprofile am Target (Halbachsen von 2,4 mm bzw. 2,5 mm) ermittelt wurde. Die Simulation mit der ausgedehnten Strahlungsquelle sollte als Nachweis dafür dienen, dass die berechnete Dosis nicht bedeutend davon abhängt, welche genauen Abmaße die Strahlungsquelle am Target hat. Aufgrund der Ergebnisse wird die Schlussfolgerung getroffen, dass die Herangehensweise, die Strahlungsquelle mit einem Querschnitt entsprechend FWHM der gemessenen Strahlprofile zu modellieren, eine geeignete Modellannahme war.

Die statistischen Unsicherheiten der MC-Rechnungen lagen zwischen 0,128 % und 0,138 % und ergaben mit der geschätzten Typ-B-Unsicherheit von 0,56 % für den Einfluss von Transport-Parametern, Wechselwirkungsquerschnitten, Bremsvermögen und Kernphotoeffekt (siehe Kapitel 3.3) rund 0,57 % bzw. 0,58 % kombinierte Unsicherheit. Die kombinierte Unsicherheit der einzelnen Simulationsergebnisse ist damit etwas kleiner als die kombinierte Unsicherheit des Experiments (0,66 % laut Angaben in Kapitel 6.2.4). Insgesamt betrachtet, bilden die einzelnen bisher vorgestellten Simulationsergebnisse (inklusive ihrer Unsicherheiten) den Wertebereich ab, in dem das Simulationsergebnis mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit liegt. Es sind die beiden Simulationsergebnisse „Simulationswert, Energiespektrum“ und „Simulationswert, Energiespektrum, RadCorr“, die diesen Wertebereich begrenzen. Dieser Wertebereich entspricht annähernd dem Bereich, der durch das experimentelle Ergebnis und dessen Fehlerbalken vorgegeben ist. Auf Grundlage der bisherigen Ergebnisse, kann daher im Fall der HRK2 eine sehr gute Übereinstimmung zwischen dem Ergebnis des Benchmark-Experiments und den MC-Rechnungen angegeben werden. Unberücksichtigt blieben bisher allerdings Betrachtungen zum Einfluss der Unsicherheit des Energiespektrums und der Unsicherheit der Targetdicke auf die mit EGSnrc berechnete Dosis (siehe Kapitel 3.3). Da die Unsicherheit, die für die Energie ermittelt wurde, laut den Angaben in Kapitel 6.2.1 einem Wert zwischen 33 keV und 38 keV entspricht, sollte nach den Erkenntnissen in Kapitel 3.3 die Unsicherheit der Höhe der Energie einen größeren Effekt auf die Dosis ausüben als die Unsicherheit der Targetdicke. Daher wurde eine konservative Abschätzung bezüglich des Einflusses der Unsicherheit der Energie vorgenommen und diese wurde auch als Beitrag der Unsicherheit der Targetdicke zur Gesamtunsicherheit der Dosis angenommen. Für diese konservative Abschätzung wurde eine Simulation durchgeführt, bei der das

Energiespektrum der Strahlungsquelle im Mittel um $3.35 \text{ keV} = 105 \text{ keV}$ (circa 3fache Standardunsicherheit laut Kapitel 6.2.1) zu höheren Energien verschoben wurde. Das Simulationsergebnis ist als „Simulationswert, Energiespektrum, max. E“ in Abbildung 6.14 eingetragen. Der berechnete Wert für die mittlere Dosis pro Elektron steigt durch die Energieerhöhung um rund 0,9 %, wenn der Wert zu „Simulationswert, Energiespektrum“ als Bezugswert angesetzt wird. Es ist zu erwarten, dass sich bei der entsprechenden Verschiebung des Energiespektrums zu kleineren Energien, die mittlere Dosis pro Elektron um etwa den gleichen Betrag erniedrigt. Der Wertebereich, der bisher für die Simulation zum Benchmark-Experiment ermittelt wurde, verbreitert sich somit oder anders gesagt, der Bereich der Unsicherheit für die Simulation vergrößert sich. Der Wert für das Simulationsergebnis in Abhängigkeit von der ungenauen Kenntnis der Energie wird im Mittel innerhalb des Bereiches liegen, der mit $\pm 0,9 \%$ um den Bezugswert liegt. Daher kann für diesen Unsicherheitsbeitrag eine Rechteckverteilung angesetzt werden. Für den Beitrag zur Gesamtunsicherheit bedingt durch die Unsicherheit der Targetdicke wird ein ebenso großer Wert angenommen, wobei dies nach Kapitel 3.3 den Unsicherheitsbeitrag bedingt durch die Targetdicke überschätzen sollte. In Kombination mit dem Beitrag zur Unsicherheit, der durch die Fehlerbalken zu den Simulationswerten in Abbildung 6.14 repräsentiert wird (maximal 0,58 %, siehe weiter oben), kann insgesamt eine Unsicherheit für das Resultat der Simulation $\leq 0,94 \%$ angegeben werden. Demnach stimmen das experimentelle Ergebnis und die Simulation im Rahmen der Unsicherheiten überein, wobei die Standardunsicherheit jeweils weniger als 1 % beträgt.

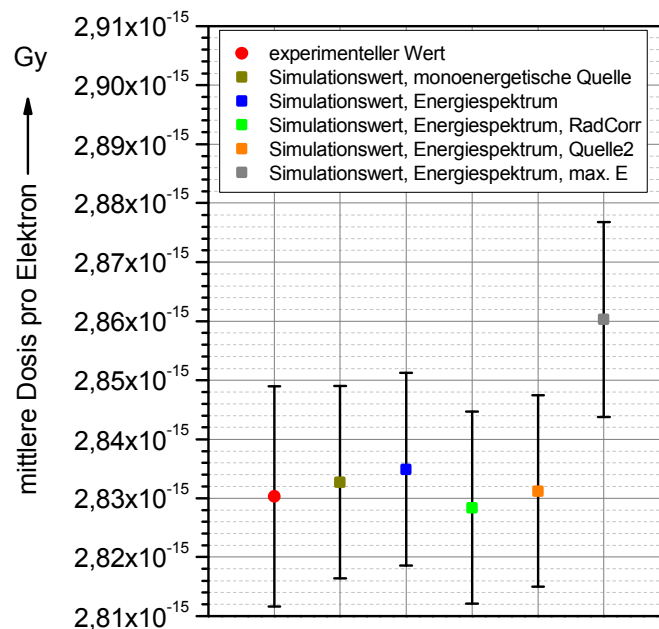


Abbildung 6.14: Das Ergebnis des Benchmark-Experiments mit der HRK2 im direkten Vergleich mit Ergebnissen von entsprechenden MC-Simulationen mit der HRK2.

6.3.2 Monte-Carlo-Rechnungen und Benchmark-Experiment für die HRK3

Die grafische Darstellung der Ergebnisse zum Benchmark-Experiment mit der HRK3 und ein dazugehöriges Simulationsergebnis sind in Abbildung 6.15 veranschaulicht. Analog zu den Ergebnissen für die HRK2 stellen die Fehlerbalken zu dem experimentellen Wert die kombinierte Unsicherheit für das Benchmark-Experiment für einen Erweiterungsfaktor $k = 1$ dar. Die Fehlerbalken, die für das Simulationsergebnis eingezeichnet sind, berücksichtigen die Unsicherheitsbeiträge (mit $k = 1$) bedingt durch die statistische Unsicherheit der Simulation sowie den Beitrag von 0,56 %, der entsprechend den Ausführungen in Kapitel 3.3 abgeschätzt wurde.

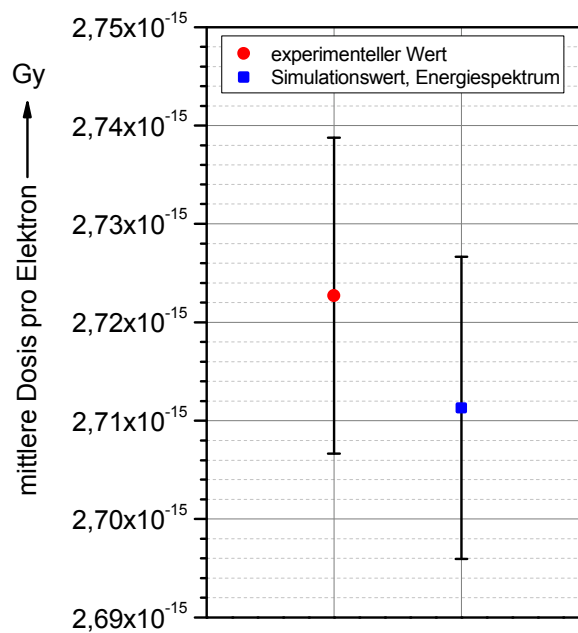


Abbildung 6.15: Das Ergebnis des Benchmark-Experiments mit der HRK3 im direkten Vergleich mit einem Ergebnis einer entsprechenden MC-Simulation mit der HRK3.

Im Gegensatz zur HRK2, für die mehrere Einflüsse auf die Höhe der mittleren Dosis pro Elektron untersucht wurden, wurde für die HRK3 nur eine repräsentative Simulation durchgeführt. Diese Simulation wurde unter den gleichen Bedingungen durchgeführt, wie die Simulation mit der HRK2, die den Titel „Simulationswert, Energiespektrum“ trägt. Die Übereinstimmung des Simulationsergebnisses mit dem Resultat des Benchmark-Experiments ist für die HRK3 nicht so gut wie im Fall der HRK2. Die mittlere Dosis pro Elektron der Simulation weicht für die HRK3 um -0,42 % vom experimentellen Wert ab. Dagegen betrug die Abweichung für die HRK2 nur +0,16 %. Ein Grund für den größeren Unterschied im Fall der HRK3 könnte sein, dass hier der Einfluss der inhomogenen Feldverteilung senkrecht zur Strahlrichtung stärker zum Tragen kommt, da die HRK3 mehr als dreimal so große Abmessungen in dieser Richtung hat als die HRK2. Eine andere Erklärung könnte sein, dass das einfache Simulationsmodell für die HRK3 doch nicht gut genug für den absoluten Vergleich war, obwohl es in relativen Vergleichen die besseren Ergebnisse erzielte (siehe Kapitel 6.1.1). Dennoch überlappen die Fehlerbalken von experimentellem Resultat und Simulationsergebnis um mehr als eine Balkenlänge, so dass auch im Fall der HRK3 eine Übereinstimmung zwischen dem Ergebnis des Experiments und der Simulation bescheinigt werden

kann. Außerdem kann für die HRK3 eingeräumt werden, dass der wahrscheinliche Wertebereich für das Simulationsergebnis noch zu kleineren als auch größeren Werten hin ausdehnbar wäre, würden, wie im Fall der HRK2, weitere Einflüsse, wie die Unsicherheit der Energiebestimmung, auf das Ergebnis der Simulation berücksichtigt werden.

7 Zusammenfassung und Ausblick

In der vorliegenden Dissertation wurde ein Benchmark-Experiment vorgestellt, welches zum Ziel hatte, MC-Strahlungstransportrechnungen, wie sie im Bereich der Dosimetrie für die Strahlentherapie verwendet werden, zu überprüfen. Die Motivation für diese Fragestellung begründet sich aus dem Entwicklungstrend, MC-Rechnungen bei der Bestrahlungsplanung für die externe Strahlentherapie zu verwenden. Die MC-Methode gilt bisher als genauestes Lösungsverfahren für Probleme des Strahlungstransports und ist damit prinzipiell die beste Methode, um den hohen Anforderungen an die Genauigkeit der berechneten Dosisverteilung in der Strahlentherapie gerecht zu werden. Untersuchungen dazu, wie korrekt die Dosis mit MC-Rechnungen absolut bestimmt werden kann, sind allerdings kaum vorhanden. Für den speziellen Fall der Therapie mit hochenergetischer Photonenstrahlung fehlt es nach Kenntnisstand des Autors sogar vollständig an Informationen, obwohl diese Strahlungsart in der Therapie am häufigsten eingesetzt wird. Daher ist es von Interesse, MC-Simulationen für hochenergetische Photonenstrahlung absolut zu verifizieren. Die Überprüfung sollte auf Grundlage eines Vergleichs zwischen MC-Rechnung und experimenteller Messung erfolgen, um einen grundlegenden praktischen Bezug zur Dosimetrie in der Strahlentherapie zu haben. Ein Vergleich mit experimentellen Messungen ist zum Beispiel auch die prinzipielle Methode zur Verifikation von berechneten Bestrahlungsplänen. In dieser Arbeit wurde beispielhaft eine experimentelle Überprüfung des MC-Programms EGSnrc durchgeführt, welches eines der am weitesten verbreiteten Programme für die Berechnung des Strahlungstransports von Photonen- und Elektronenstrahlung in verschiedenen Anwendungsgebieten ist. EGSnrc und andere allgemeine MC-Codes bilden die grundlegende Basis, die Voraussetzung für die Erstellung von speziellen MC-Codes war, die auf die spezifischen Bedürfnisse der Dosisberechnung in der Strahlentherapie ausgerichtet sind. Daher liefert die Überprüfung von EGSnrc grundlegende Erkenntnisse zur Richtigkeit von MC-Dosisberechnungen für die Dosimetrie in der Strahlentherapie.

Die Verifikation der Rechnungen mit EGSnrc erfolgte in dieser Arbeit durch einen direkten und damit absoluten Vergleich mit experimentell gemessenen Werten der Luft-Energiedosis. Ein absoluter Vergleich ist eine Herausforderung, da die Ergebnisse der MC-Rechnung auf Eigenschaften der verwendeten Strahlungsquelle bezogen sind, wie in diesem konkreten Fall auf die Anzahl der von der Quelle emittierten Elektronen. Diese Information über die Strahlungsquelle steht gewöhnlich nicht zur Verfügung, da sie experimentell in der Regel nicht erfasst werden kann. Daher können MC-Ergebnisse und experimentelle Messungen in den meisten Fällen nur relativ verglichen werden. Nur unter der Voraussetzung einer besonderen Strahlungsquelle, wie dem Forschungselektronenbeschleuniger, der an der PTB installiert ist, ist es möglich, ein solches Benchmark-Experiment durchzuführen. Der Forschungsbeschleuniger der PTB kann hinsichtlich vieler Merkmale charakterisiert werden, die an einem üblichen klinischen Beschleuniger nicht zugänglich sind. Neben der Anzahl der Elektronen waren weitere Eigenschaften des Beschleunigerstrahls zu erfassen, um die Strahlungsquelle in der Simulation realitätsnah nachbilden zu können. Zu den Eigenschaften der Strahlungsquelle, die für das Benchmark-

Experiment ermittelt wurden, zählten die Strahlgeometrie, die Pulsladung und das Energiespektrum des Elektronenstrahls. Diese Merkmale wurden mit speziellen Geräten erfasst, die in der Experimental-Beamline nach der Beschleunigerstrecke eingebaut wurden. Zum Erfassen des Energiespektrums des Strahls wurde im Rahmen der Dissertation ein vorhandenes Magnetspektrometer überarbeitet, weiterentwickelt und als Hauptkomponente in ein komplettes Messsystem integriert, um eine möglichst genaue Energiebestimmung zu ermöglichen. Des Weiteren war es notwendig die Experimental-Beamline mit einem Bremsstrahlungstarget auszustatten, um das Benchmark-Experiment mit Photonenstrahlung realisieren zu können. Die relevanten Geometrie- und Material-Eigenschaften des Targets wurden möglichst genau ermittelt, um das Target realitätsnah in der MC-Simulation darstellen zu können.

Die experimentelle Bestimmung der Luft-Energiedosis erfolgte mit einem in der Strahlentherapie etablierten Verfahren, der Ionisationskammerdosimetrie. Die Kammer wurde in einem Phantom bestrahlt, dessen Material bei der verwendeten Photonenenergie annähernd als wasseräquivalent zu betrachten war, so dass auch hinsichtlich der verwendeten Materialien Parallelen zur Strahlentherapie bestanden. Insgesamt wurden zwei Ionisationskammern verwendet, deren Aufbau sehr genau bekannt ist und die daher in EGSnrc sehr genau modelliert werden konnten. Die Ionisationskammern unterscheiden sich in ihrer Bauform und den Dimensionen, so dass für den Benchmark gegenüber EGSnrc zwei unterschiedliche Ergebnisse zur Verfügung standen. Letztlich stimmte das Benchmark-Experiment für jede der beiden Kammern mit dem EGSnrc-Resultat unter Berücksichtigung der Unsicherheiten gut überein. Dies untermauert die Vertrauenswürdigkeit der Resultate der MC-Rechnungen.

Das Ergebnis für das Benchmark-Experiment konnte für jede der beiden Kammern mit einer kombinierten Standardunsicherheit von weniger als 0,7 % ermittelt werden. Die konkreten Werte für die kombinierten Standardunsicherheiten betrugen 0,66 % für die HRK2 und 0,59 % für die HRK3. Damit stehen zwei experimentelle Energiedosiswerte für einen Benchmark von Strahlungstransportrechnungen zur Verfügung, deren Unsicherheiten kleiner sind als die Unsicherheiten, die insgesamt für die Dosisberechnung angegeben werden können. Die Dosisberechnung erfolgte in dieser Arbeit beispielhaft mit dem MC-Programm EGSnr. Die Unsicherheit des Experiments könnte durch verschiedene Maßnahmen noch verringert werden (siehe Kapitel 6.2.4). Aber aufgrund ihrer gegenüber den Simulationen geringeren Unsicherheiten sind die beiden Ergebnisse des Benchmark-Experiments in der jetzigen Version bereits sehr gut geeignet, um Ergebnisse von MC-Rechnungen zu überprüfen. Die Energiedosiswerte, die im Mittel mit EGSnrc berechnet wurden, liegen für beide betrachteten Fälle (zwei verschiedene Ionisationskammern) in dem Bereich, der durch die Unsicherheit des experimentellen Ergebnisses vorgegeben ist. Die Unsicherheitsbetrachtung für die Simulation ergab einen Wert für die Unsicherheit von $\leq 0,94$ %. Eine genaue Angabe der Gesamtunsicherheit der Simulation erfordert neben der Berücksichtigung der statistischen Unsicherheit des Simulationsergebnisses auch die Beachtung von Unsicherheiten des Typs B. Zu den Unsicherheiten vom Typ B zählen im Zusammenhang mit MC-Simulationen u.a. Unsicherheiten bedingt durch unzureichende Kenntnisse über Wechselwirkungsquerschnitte und Bremsvermögen sowie Unsicherheiten bedingt

durch die fehlende oder ungenaue Modellierung von Kernphotoeffekten. Bei Betrachtungen relativer Größen, die auf Grundlage von MC-Berechnungen ermittelt wurden, werden die genannten Typ-B-Unsicherheiten als die wichtigsten Beiträge zur Gesamtunsicherheit der relativen Größen hervorgehoben, u.a. in [Wul10] und [Ali12a]. Sie liefern daher auch in der vorliegenden Dissertation einen bedeutenden Beitrag zur Unsicherheit. Weitere wesentliche Beiträge zur Unsicherheit resultieren aus der Unsicherheit der Energiebestimmung der Strahlungsquelle und aus Unsicherheiten verschiedener geometrischer Abmessungen im Experiment, wie der Dicke des Bremsstrahlungstargets.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden die genannten Unsicherheitsbeiträge für die Bestimmung der Gesamtunsicherheit der Simulation berücksichtigt. Außerdem wurde der Beitrag bedingt durch weitere Parameter (Transport-Parameter), die in EGSnrc zur Berechnung des Strahlungstransports eingestellt werden können, bestimmt. Die Unsicherheitsbeiträge dieser Transport-Parameter, der Wechselwirkungsquerschnitte, der Bremsvermögen und der Kernphotoeffekte auf die Höhe der Gesamtunsicherheit wurden auf Basis von Angaben in den Publikationen [Wul10] und [Ali12a] sowie mit Hilfe weiterführender Informationen [Wul13] abgeschätzt. Der Einfluss der Unsicherheit der Energie des Elektronenstrahls wurde durch MC-Simulation bestimmt. Für den Beitrag bedingt durch die Unsicherheit der Targetdicke wurde der Wert des Unsicherheitsbeitrags der Energie angenommen. Dies entsprach einer konservativen Abschätzung dieses Unsicherheitsbeitrags, da begründet angenommen werden konnte, dass diese Unsicherheitskomponente kleiner als der Beitrag der Unsicherheit der Energie des Elektronenstrahls ist. Die Unsicherheit der Simulationsergebnisse genauer zu bestimmen, wäre ein Aspekt für zukünftige Arbeiten.

Die Energie des Elektronenstrahls, der im Benchmark-Experiment eingesetzt wurde, betrug im Mittel 27,125 MeV. Gemessen an dem Energiebereich, der von den klinischen Beschleunigern an der PTB abgedeckt wird und der als repräsentativ für den Praxiseinsatz gilt, ist das eine Energie am oberen Ende des Einsatzbereiches. Daher wäre es sinnvoll, ein weiteres Benchmark-Experiment für eine niedrigere Elektronenenergie durchzuführen. Für die nahe Zukunft ist geplant, das Benchmark-Experiment in ähnlicher Weise auch für Elektronenstrahlung zu konzipieren. Die zukünftigen Experimente werden von den Arbeiten profitieren, die im Zusammenhang mit der vorliegenden Dissertation geleistet wurden, wie zum Beispiel die Überarbeitung und Weiterentwicklung eines Systems für die Magnetspektrometrie und die Charakterisierung der Strahlstrommonitore. Der Aufwand für zukünftige Experimente wird deutlich geringer sein, da ab initio eine Experimental-Beamline zur Verfügung steht, die mit Geräten und Systemen für die Strahlcharakterisierung ausgestattet ist, die eine genaue Strahlcharakterisierung mit geringer Unsicherheit erlauben.

Auf Basis der Ergebnisse dieser Dissertation ist für Benchmark-Experimente mit Elektronenstrahlung zu erwarten, dass im Vergleich zu den eingangs erwähnten Arbeiten von [Lau99] und [Fre64] bzw. [Chi02] und [Loc80] ein Zugewinn an Erkenntnissen erzielt werden kann. Es ist anzunehmen, dass im Vergleich zu den experimentellen Daten aus [Fre64], die in von [Lau99] verwendet werden, ein Benchmark-Experiment für Elektronenstrahlung mit geringerer Unsicherheit realisiert werden kann. Gegenüber [Chi02] und [Loc80] besteht generell der Vorteil,

dass das Benchmark-Experiment und die Simulation hinsichtlich der eingesetzten Materialien und dem Energiebereich der Elektronenstrahlung praktische Relevanz für die Dosimetrie in der Strahlentherapie hätten. Durch die weiterführenden Arbeiten würden beide Strahlungsarten sowie die Energiebereiche, über die sich die Teletherapie erstreckt, abgedeckt. Somit könnten letztlich allgemeingültigere Aussagen zur Richtigkeit von MC-Simulationen im Bereich der Strahlentherapie ermöglicht werden.

Ein Vorzug den die Arbeiten [Lau99] und [Fre64] bzw. [Chi02] und [Loc80] gegenüber der vorliegenden Dissertation haben, besteht darin, dass in den zitierten Arbeiten Dosisverteilungen untersucht wurden. Bei der Bestrahlungsplanung für eine Strahlentherapie müssen auch Dosisverteilungen verifiziert werden, während in der vorliegenden Dissertation lediglich die Dosis in einem kleinen Volumen, welches auf dem Zentralstrahl lag, betrachtet wurde. Das Benchmark-Experiment könnte daher durch weitere Messungen an verschiedenen Stellen im PMMA-Phantom ergänzt werden, wobei es ausreichend ist, diese Dosiswerte relativ zu dem Messwert des Benchmark-Experiments zu betrachten. Auf Basis einer absolut verifizierten Energiedosis ließe sich somit auf die Richtigkeit komplexer Dosisverteilungen schließen, die mit EGSnrc berechnet sind.

EGSnrc wurde in dieser Arbeit als repräsentativer MC-Code überprüft. Mit der vorliegenden Dissertation werden alle Daten zur Verfügung gestellt, die notwendig sind, um das Benchmark-Experiment in anderen MC-Codes nachzubilden. Damit kann das Benchmark-Experiment auch zur Überprüfung anderer MC-Programme verwendet werden. Die Verlässlichkeit der Berechnungsergebnisse von MC-Programmen hat große Bedeutung für die Dosimetrie, nicht allein nur für den Einsatz in der Bestrahlungsplanung. MC-Simulationen sind ein wichtiges und zum Teil auch das einzige Werkzeug, um Einfluss- und Korrekturfaktoren für die Dosimetrie mit Ionisationskammern oder anderen Detektoren zu ermitteln. Durch den Nachweis, dass die Simulationen auch absolut betrachtet richtige Ergebnisse liefern, eröffnen sich neue Perspektiven für den Einsatz der Rechnungen. An gut charakterisierten Strahlungsquellen, wie dem Forschungsbeschleuniger der PTB, könnten per MC-Methode Dosiswerte berechnet anstatt experimentell gemessen werden. Für den Bereich der Dosimetrie für die Strahlentherapie wäre dabei die Berechnung von Werten der Wasser-Energiedosis von Interesse, da die Kalibrierung von Ionisationskammern in Einheiten der Wasser-Energiedosis erfolgt. Damit könnte ein sog. berechenbares Primärnormal realisiert werden. Gegenwärtig erscheint die Unsicherheit der MC-Simulation noch zu hoch für eine solche Anwendung. Allerdings gibt es Fälle, in denen die Wasser-Energiedosis primär nicht experimentell, zum Beispiel durch Wasser-Kalorimetrie, dargestellt werden kann. Dafür wären MC-Simulationen bereits jetzt eine Alternative zur Ermittlung der entsprechenden Dosis.

Literaturverzeichnis

- [Ago03] S. Agostinelli et al.: Geant4 – a simulation toolkit. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A, Vol. 506, S. 250-303, 2003
- [Ali12a] E. S. M. Ali, M. R. McEwen und D. W. O. Rogers: Detailed high-accuracy megavoltage transmission measurements: A sensitive experimental benchmark of EGSnrc. Medical Physics, Vol. 39, S. 5990-6003, 2012
- [Ali12b] E. S. M. Ali und D. W. O. Rogers: Implementation of photonuclear attenuation in EGSnrc. Technical report CLRP 12-01, Carleton University, Ottawa, Kanada, 2012, <http://www.physics.carleton.ca/clrp/photonuclear> (letzter Zugriff: 12/2013)
- [All05] P. J. Allisy et al.: Comparisons of the standards for air kerma of the PTB and the BIPM for ^{60}Co and ^{137}Cs gamma radiation. Rapport BIPM-2005/10, November 2005
- [AMP13] AMPCO METAL: www.ampcometal.com/common/datasheets/de/CuW_sintered_DE.pdf (letzter Zugriff: 10/2013)
- [Ant13] M. Anton: MATLAB-Programm zur Abschätzung des Einflusses der Volumenkorrektur für Messungen mit verschiedenen Ionisationskammern, PTB-intern
- [Ben03] R. E. Bentley: Uncertainty in Measurement: The ISO Guide. National Measurement Laboratory CSIRO Australia, 2003
- [Ber70] M. J. Berger und S. M. Seltzer: Bremsstrahlung and Photoneutrons from Thick Tungsten and Tantalum Targets. Physical Review C, Vol. 2(2), S. 621-631, 1970
- [Bie88] A. F. Bielajew und D. W. O. Rogers: Variance-Reduction Techniques. In: T. M. Jenkins, W. R. Nelson und A. Rindi (Hrsg.): Monte Carlo Transport of Electrons and Photons. Plenum Press, New York, 1988
- [Boa87] J. W. Boag: Ionisation chambers. In: K. R. Kase, B. E. Bjärngard und F. H. Attix (Hrsg.): The dosimetry of ionizing radiation Volume II. Academic Press, Inc., Orlando, 1987
- [Bor00] J. Borg et al.: Experimental verification of EGSnrc Monte Carlo calculated ion chamber response in low energy photon beams. Proceedings of the 22nd Annual EMBS International Conference, Chicago IL., 2000
- [Bor02] T. Bortfeld et al.: Bestrahlungsplanung. In: W. Schlegel und J. Bille: Medizinische Physik Band 2, Medizinische Strahlenphysik. Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, 2002
- [Bou87] M. Boutillon und A. M. Perroche-Roux: Re-evaluation of the W value for electrons in dry air. Physics in Medicine and Biology, Vol. 32, S. 213-219, 1987
- [Bro52] L. M. Brown und R. P. Feynman: Radiative corrections to Compton scattering. Physical Review, Vol. 85(2), S. 231-244, 1952

- [Bru07] G. Bruggmoser et al.: Determination of the recombination correction factor k_s for some specific plane-parallel and cylindrical ionization chambers in pulsed photon and electron beams. *Physics in Medicine and Biology*, Vol. 52, S. N35-N50, 2007
- [Bue09] L. Büermann und D. T. Burns: Air-kerma cavity standards. *Metrologia* 46, S. S24-S38, 2009
- [Bue10] L. Büermann: Persönliche Mitteilung, 2010.
- [Car08] L. de Carlan et al.: Analysis of computational problems expressing the overall uncertainties: photons, neutrons and electrons. *Radiation Protection Dosimetry*, Vol. 131, S. 15-23, 2008
- [Chi02] O. Chibani und X. A. Li: Monte Carlo dose calculations in homogeneous media and at interfaces: A comparison between GEPTS, EGSnrc, MCNP, and measurements. *Medical Physics*, Vol. 29, S. 835-847, 2002
- [Cun84] J. R. Cunningham: Quality assurance in dosimetry and treatment planning. *International Journal of Radiation Oncology * Biology * Physics*, Vol. 10, S. 105-109, 1984
- [Dav92] R. S. Davis: Equation for the Determination of the Density of Moist Air (1981/91). *Metrologia*, Vol. 29, S. 67-70, 1992
- [Der92] K. Derikum: Allgemeine Korrekturen bei der Ionisationsdosimetrie. In: K. Hohlfeld und M. Roos (Hrsg.): *Dosismessverfahren für Photonen- und Elektronenstrahlung hoher Energie*. PTB-Bericht PTB-Dos-21, Braunschweig, 1992
- [Der93] K. Derikum und M. Roos: Measurement of saturation correction factors of thimble-type ionization chambers in pulsed photon beams. *Physics in Medicine and Biology*, Vol. 38, S. 755-763, 1993
- [Der03] K. Derikum: Correcting for ion recombination effects in ionization chambers consistently in continuous and pulsed radiation. In: IAEA: *Standards and Codes of Practice in Medical Radiation Dosimetry*. Proceedings of an International Symposium, Wien, 25.-28. November 2002, Vol. 1, 2003
- [Der09] K. Derikum: A Dedicated Irradiation Facility for Radiotherapy Dosimetry. In: O. Dössel und W. C. Schlegel (Hrsg.): *WC 2009, IFMBE Proceedings 25/I*, S. 53-55, Springer, 2009
- [DIN08] Deutsches Institut für Normung e.V.: *Dosismessverfahren nach der Sondenmethode für Photonen- und Elektronenstrahlung – Teil 2: Dosimetrie hochenergetischer Photonen- und Elektronenstrahlung mit Ionisationskammern*. DIN 6800-2:2008-03, Beuth Verlag, Berlin, 2008
- [DIN10] Statistik – Begriffe und Formelzeichen – Teil 2: Angewandte Statistik. E DIN ISO 3534-2:2010-02, Beuth Verlag, Berlin, 2010
- [DIN13] Deutsches Institut für Normung e.V.: *Dosismessverfahren nach der Sondenmethode für Photonen- und Elektronenstrahlung – Teil 1: Allgemeines*. E DIN 6800-1:2013-04, Beuth Verlag, Berlin, 2013

- [DKF13] Deutsches Krebsforschungszentrum, Forschungsgruppe Physikalische Modelle: Dose calculation – Monte Carlo treatment planning. https://www.dkfz.de/en/medphys/physicalmodels/dose_calculation.html (letzter Zugriff 08/2013)
- [Fad08] B. A. Faddegon, J. Perl und M. Asai: Monte Carlo simulation of large electron fields. *Physics in Medicine and Biology*, Vol. 53, S. 1497-1510, 2008
- [Fra03] B. A. Fraass, J. Smathers und J. Deye: Summary and recommendations of a National Cancer Institute workshop on issues limiting the clinical use of Monte Carlo dose calculation algorithms for megavoltage external beam radiation therapy. *Medical Physics*, Vol. 30, S. 3206-3216, 2003
- [Fre64] K. Freyberger: Örtliche Verteilung der Energiedosis beim Durchgang schneller Elektronen durch dicke Materieschichten. Thesis, Universität Würzburg, 1964
- [Geo11] D. Georg, T. Knöös und B. McClean: Current status and future perspective of flattening filter free photon beams. *Medical Physics*, Vol. 38, S. 1280-1293, 2011 (Abstract)
- [Gre97] D. Greene und P. C. Williams: *Linear Accelerators for Radiation Therapy*. IOP Publishing, Bristol (UK), 1997
- [Gua11] Gualdrini, G. und Ferrari, P.: Monte Carlo variance reduction techniques: An overview with some practical examples. *Radiation Protection Dosimetry*, Vol. 146, S. 425-433, 2011
- [GUM08] Joint Committee for Guides in Metrology (JCGM): Evaluation of measurement data - Guide to the expression of uncertainty in measurement. JCGM 100:2008, September 2008, <http://www.bipm.org/en/publications/guides/gum.html> (letzter Zugriff: 11/2013)
- [Hab12] J. Haberland et al.: Kurzfristige Prognosen der Krebsmortalität in Deutschland bis 2015. In: BfS, BfR, RKI und UBA (Hrsg.): UMID. Umwelt und Mensch – Informationsdienst. Nr. 3, 2012
- [Har07] H. Harcken: Magnetic measurements basing on nuclear magnetic resonance (NMR). Online Dokument: http://www.ptb.de/cms/fileadmin/internet/fachabteilungen/abteilung_2/2.5_halbleiterphysik_und_magnetismus/2.51/nmr-de.pdf, Dokument-Version vom 11.05.2007 (letzter Zugriff: 08/2013)
- [Hin97] F. Hinterberger: *Physik der Teilchenbeschleuniger und Ionenoptik*. Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, 1997
- [Hin98] J. Hinkson: ALS Beam Instrumentation Beam Charge Monitoring, online als Tutorial verfügbar: http://www.bergoz.com/index.php?option=com_content&view=article&id=56&Itemid=471 (letzter Zugriff: 10/2013)
- [Hoh90] K. Hohlfeld: Ionisation in Gasen – Ionisationskammern. In: H. Reich (Hrsg.): *Dosimetrie ionisierender Strahlung*, B. G. Teubner Verlag, Stuttgart, 1990
- [Hub06] J. H. Hubbel: Review and history of photon cross section calculations. *Physics in Medicine and Biology*, Vol. 51, R245-R262, 2006

- [ICR76] International Commission on Radiation Units and Measurements: Determination of Absorbed Dose in a Patient Irradiated by Beams of X or Gamma Rays in Radiotherapy Procedures. ICRU-Report Nr. 24, 1976
- [ICR82] International Commission on Radiation Units and Measurements: The dosimetry of pulsed radiation. ICRU-Report Nr. 34, 1982
- [ICR84] International Commission on Radiation Units and Measurements: Stopping Powers for Electrons and Positrons. ICRU-Report Nr. 37, 1984
- [Ill12] J. Illemann: Informationen aus PTB-internem Bericht zur Konzeption eines Faraday-Cups für eine rückführbare Strommessung am Forschungsbeschleuniger für die Dosimetrie in der Strahlentherapie, 2012
- [JCG09] Joint Committee for Guides in Metrology (JCGM): Auswertung von Messdaten – Eine Einführung zum „Leitfaden zur Angabe der Unsicherheit beim Messen“ und zu den dazugehörigen Dokumenten. JCGM-104:2009, Deutsche Ausgabe 2011-03-30, <http://www.ptb.de/cms/index.php?id=10466> (letzter Zugriff: 11/2013)
- [Kar93] C. J. Karzmark, C. S. Nunan und E. Tanabe: Medical Electron Accelerators. McGraw-Hill, 1993
- [Kaw09a] I. Kawrakow et al.: The EGSnrc Code System: Monte Carlo Simulation of Electron and Photon Transport. NRCC Report PIRS-701, Ottawa, Canada, 2009.
- [Kaw09b] I. Kawrakow et al.: The EGSnrc C++ class library, NRC Report PIRS-898 (rev A), Ottawa, Canada, 2009.
- [Koh86] F. Kohlrausch: Praktische Physik Band 3 Tabellen und Diagramme. 23. Auflage, B. G. Teubner, Stuttgart, 1986
- [Kow87] S. B. Kowalski und H. A. Enge: The ion-optical program raytrace. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A, Vol. 258, S. 407, 1987
- [Kra06] A. Krauss: The PTB water calorimeter for the absolute determination of the absorbed dose to water in ^{60}Co radiation. Metrologia, Vol. 43, S. 259-272, 2006
- [Kra07] A. Krauss und R.-P. Kapsch: Calorimetric determination of k_Q factors for NE2561 and 2571 ionization chambers in 5 cm x 5 cm and 10 cm x 10 cm radiotherapy beams of 8 MV and 16 MV. Physics in Medicine and Biology, Vol. 52, S. 6243-6259, 2007
- [Kra08] A. Krauss und R.-P. Kapsch: Calorimetric determination of k_Q factors for NE2561 and 2571 ionization chambers in 5 cm x 5 cm and 10 cm x 10 cm radiotherapy beams of 8 MV and 16 MV. Physics in Medicine and Biology, Vol. 53, S. 1151-1152, 2008
- [Kra12] PTB-interne Information der PTB-Arbeitsgruppe 6.23 unter Leitung von A. Krauss, Veröffentlichung der k_Q -Werte voraussichtlich 2014 in Physics in Medicine and Biology
- [Kre12] Deutsche Krebshilfe e.V. (Hrsg.): Die blauen Ratgeber, 53 Strahlentherapie, Stand 3/2012, http://www.krebshilfe.de/fileadmin/Inhalte/Downloads/PDFs/ Blaue_Ratgeber/053_0073_Strahlentherapie.pdf (letzter Zugriff: 11/2013)

- [Kri05] H. Krieger: Strahlungsquellen für Technik und Medizin. B. G. Teubner Verlag, Wiesbaden, 2005
- [Kri11] H. Krieger: Strahlungsmessung und Dosimetrie. Vieweg + Teubner Verlag, Wiesbaden, 2011
- [LAN13] Los Alamos National Laboratory, Monte Carlo Code Group: A General Monte Carlo N-Particle (MCNP) Transport Code, <http://mcnp.lanl.gov>
- [Lau99] M. H. Lauterbach, J. Lehmann und U. F. Rosenow: Energy deposition of electrons in low-, medium- and high-Z material: Comparison of the Monte Carlo transport code EGS4 with experiment. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B, Vol. 152, S. 212-220, 1999
- [Lit13] Litty Handelsgesellschaft mbH: www.tungsten.de/rohmetalle/wolfram-kupfer (letzter Zugriff: 10/2013)
- [Loc80] G. J. Lockwood et al.: Calorimetric measurement of electron energy deposition in extended media – theory vs experiment. Technischer Report SAND 79-0414, Sandia Laboratories, Albuquerque NM., 1980
- [Mac98] M. S. MacPherson und C. K. Ross: A Magnetic Spectrometer for Electron Energy Calibration. NRC Report PIRS-0617, National Research Council, Ottawa, 1998
- [Mat13] MatWeb Material property Data Copelmet® Technical Data Sheets Goodfellow Copelmet® Tungsten72/Copper28 Alloy: www.matweb.com/search/datasheet.aspx?matguid=156a0429d4ea4bcfbcb061344564bb141 (letzter Zugriff: 10/2013)
- [Mic06] L. Michalowsky und J. Schneider (Hrsg.): Magnettechnik Grundlagen Werkstoffe Anwendungen. Vulkan Verlag GmbH (Oldenbourg-Verlagsgruppe), Essen, 2006
- [Moh85] R. Mohan, C. Chui und L. Lidofsky: Energy and angular distributions of photons from medical linear accelerators. Medical Physics, Vol. 12, S. 592-597, 1985
- [Mui10] B. R. Muir und D. W. O. Rogers: Monte Carlo calculations of k_Q , the beam quality conversion factor. Medical Physics, Vol. 37, S. 5939-5950, 2010
- [PTB13] PTB WEB Redaktion: Zahlenwerte wichtiger Naturkonstanten. <http://www.ptb.de/cms/themenrundgaenge/wegweiser/naturkonstanten/zahlenwertewichtigernaturkonst.html>, Version vom 02.04.2013 (letzter Zugriff: 11/2013)
- [Rei90] H. Reich (Hrsg.): Dosimetrie ionisierender Strahlung, B. G. Teubner Verlag, Stuttgart, 1990
- [Rei11] M. Reiser, F.-P. Kuhn und J. Debus: Duale Reihe Radiologie. 3. Auflage, Georg Thieme Verlag KG, Stuttgart, 2011
- [Ren12] F. Renner et al.: Erarbeitung von Ionisationskammermodellen für EGSnrc im Zusammenhang mit einem Benchmark-Experiment. In: Abstractband der 43. Jahrestagung der Deutschen Gesellschaft für Medizinische Physik, Jena, 2012, S. 626-630

- [Ren14] F. Renner et al.: An approach to an accurate determination of the energy spectrum of high-energy electron beams using magnetic spectrometry. *Journal of Instrumentation*, Vol. 9, P03004, 2014, doi:10.1088/1748-0221/9/03/P03004
- [Rog90] D. W. O. Rogers und A. F. Bielajew: Monte Carlo Techniques of Electron and Photon Transport for Radiation Dosimetry. In: K. R. Kase, B. E. Bjärngard und F. H. Attix: The dosimetry of ionizing radiation Volume III. Academic Press, Inc., San Diego, 1990
- [Rog05] D. W. O. Rogers et al.: NRC User Codes for EGSnrc. NRCC Report PIRS-702(revB), NRC Kanada, 2005
- [Rog13] D. W. O. Rogers: Transport Parameter Selection in EGSnrc. Teaching Session, ICCR Melbourne, Australien, 2013, iccr2013.org/cms/wp-content/uploads/2013/05/Dave-Rogers1.pdf (letzter Zugriff: 10/2013)
- [Sch12] A. Schwab: Bestimmung der Energie hochenergetischer Elektronen mit einem Magnetspektrometer. Masterarbeit, Technische Universität Ilmenau, 2012
- [Sch13] A. Schüller: Persönliche Mitteilung, November 2013. Dr. A. Schüller ist Mitarbeiter der AG 6.21 der PTB und mit der Aufgabe der Kalibrierung des Strommonitors am Forschungsbeschleuniger für die Dosimetrie in der Strahlentherapie betraut.
- [Sec13] J. Seco und F. Verhaegen: Monte Carlo Techniques in Radiation Therapy. CRC Press Taylor and Francis Group, Boca Raton, 2013
- [Seu99] J. Seuntjens, I. Kawrakow und D. Rogers: Accuracy Tests of the new EGSnrc Monte Carlo System in the Simulation of Ion Chamber Response in Low Energy Photon Beams. *Medical Physics*, Vol. 26, S. 1121, 1999 (Abstract)
- [Sho86] K. R. Shortt et al.: Electron dose distributions near standard inhomogeneities. *Physics in Medicine and Biology*, Vol. 1, S. 235-249, 1986
- [Sor93] B. B. Sorcini und S. Rosander: Energy distributions from a racetrack microtron measured with a magnetic spectrometer. *Medical Physics*, Vol. 20, S. 695-702, 1993
- [TEC05] International Atomic Energy Agency (IAEA): Implementation of the International Code of Practice on Dosimetry in Radiotherapy (TRS398): Review of Testing Results. IAEA-TECDOC-1455, Wien, 2005
- [TEC08] International Atomic Energy Agency (IAEA): Measurement Uncertainty. IAEA-TECDOC-1585, Wien, 2008
- [Thy13] ThyssenKrupp Materials: www.thyssenkrupp.ch/documents/wolframkupfer.pdf (letzter Zugriff: 10/2013)
- [TRS00] International Atomic Energy Agency (IAEA): Absorbed Dose Determination in External Beam Radiotherapy. Technical Report Series No. 398, Wien, 2000
- [Wal10] B. R. B. Walters et al.: QA tests of the EGSnrc system and comparisons with EGS4. (Draft) NRCC Report PIRS-703, NRC Kanada, 2010
- [WoS14] Thomson Reuters: Web of Science. apps.webofknowledge.com (letzter Zugriff: 02/2014)

- [Wul08a] J. Wulff, J. T. Heverhagen und K. Zink: Monte-Carlo-based perturbation and beam quality correction factors for thimble ionization chambers in high-energy photon beams. *Physics in Medicine and Biology*, Vol. 53, S. 2823-2836, 2008
- [Wul08b] J. Wulff, K. Zink und I. Kawrakow: Efficiency improvements for ion chamber calculations in high energy photon beams. *Medical Physics*, Vol. 35, S. 1328-1336, 2008
- [Wul10] J. Wulff et al.: Investigation of systematic uncertainties in Monte Carlo-calculated beam quality correction factors. *Physics in Medicine and Biology*, Vol. 55, S. 4481-4493, 2010
- [Wul13] J. Wulff: Persönliche Kommunikation in 2013. Dr. J. Wulff ist der verantwortliche Autor der Veröffentlichung [Wul10].
- [Zin12] K. Zink und J. Wulff: Beam quality corrections for parallel-plate ion chambers in electron reference dosimetry. *Physics in Medicine and Biology*, Vol. 57, S. 1831-1854, 2012

A Anhang

A.1 Abmessungen für das Modell der HRK2

Abbildung A.1 enthält die Abmessungen für das Modell der HRK2, wobei nicht die exakten Maße sondern gerundete Werte für die geometrischen Maße verwendet wurden. Dieses Modell wird in Kapitel 5.2.2 als Modell 2 bezeichnet und entspricht daher dem einfacheren Kammermodell mit gerundeten Maßen. Der Bezugspunkt, der im Zusammenhang mit der Positionierung der HRK2 verwendet wurde, liegt auf der Symmetrieachse der zylinderförmigen Kammer im Abstand von 1,2 cm von der oberen (stielabgewandten) Deckfläche.

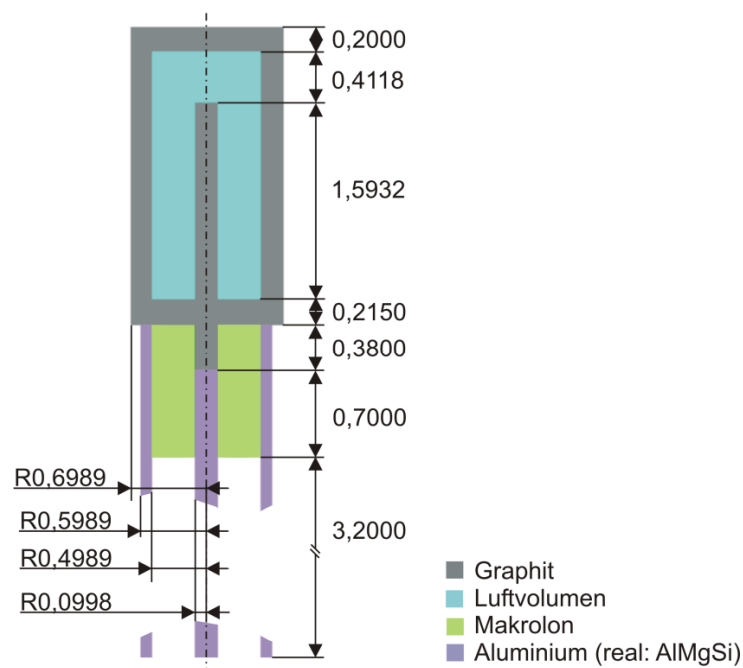


Abbildung A.1: Das vereinfachte Kammermodell für die HRK2 mit Angabe der geometrischen Abmessungen in Zentimetern (Abbildung nicht maßstabsgetreu).

A.2 Abmessungen für das Modell der HRK3

Abbildung A.2 enthält die Abmessungen für das entsprechende einfachere Modell der HRK3, das in Kapitel 5.2.2 als Modell 2 bezeichnet ist. Der Bezugspunkt für die Positionierung der HRK3 liegt im Zentrum der scheibenförmigen Zentralelektrode, die sich im Inneren der Kammer befindet (siehe auch Abbildung 6.4).

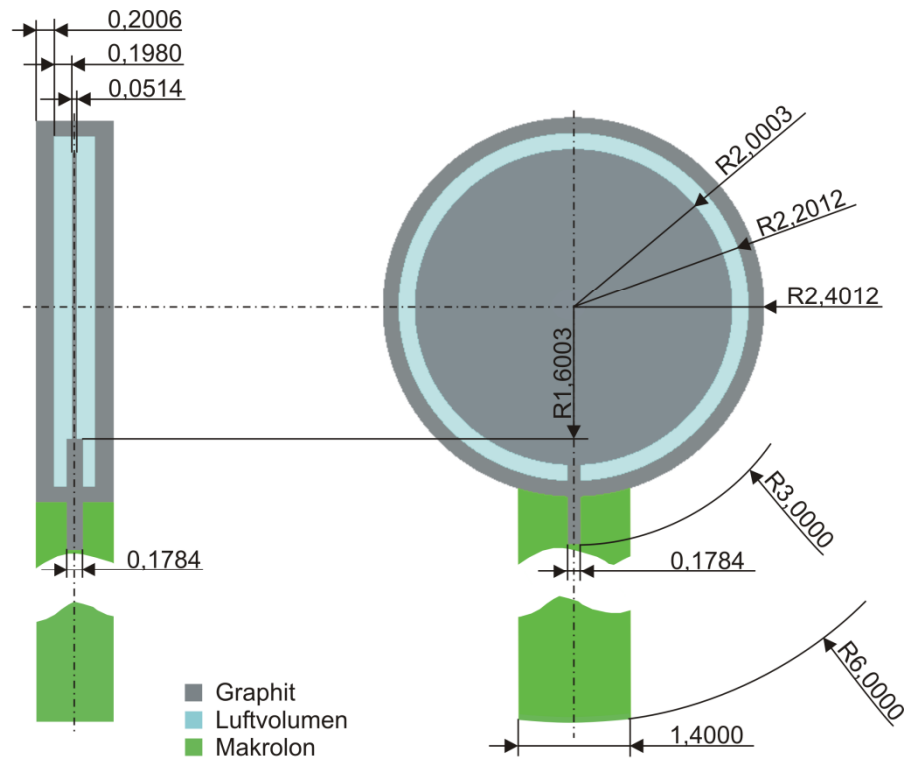


Abbildung A.2: Das vereinfachte Kammermodell für die HRK3 mit Angabe der geometrischen Abmessungen in Zentimetern (Abbildung nicht maßstabsgetreu).

B Anhang

B.1 Experimentelles Ergebnis mit Unsicherheitsbudget für die HRK2

Id. Nr.	Einflussgröße, Quelle der Unsicherheit	Wert der Einflussgröße	erweiterte Messunsicherheit	Einheit	relative erweiterte Messunsicherheit	Erweiterungsfaktor	relative Standard-Messunsicherheit	Sensitivitätskoeffizient	Freiheitsgrad	Unsicherheitsbeitrag	quadratischer Unsicherheitsbeitrag	
i	X_i		U_i		U_i/X_i in %	k_i	$u(X_i)/X_i$ in %	c_i	ν_i	$ c_i \cdot u(X_i)/X_i $ in %	$ c_i \cdot u(X_i)/X_i ^2$ in %	$ c_i \cdot u(X_i)/X_i ^4 / \nu_i$ in %
1	Korrektionsfaktor für Luft* (M/E) _{air}	33,97	0,05 U/C	A/C	0,150	1	0,150	1	50	0,150	0,022500	1,01250E-05
2	Verhältnis aus mittlerem Kammerstrom und mittlerer korrigierter Pulsladung $I_{k,corr}$	0,004462			0,245	1	0,245	1	50	0,245	0,060177	7,24247E-05
2.1	Unsicherheit Typ B der Pulsadungsbestimmung				0,251	1	0,251	1	50	0,251	0,063178	7,38286E-05
2.2	Messunsicherheit der Stromstärkenbeeinrichtung*				0,010	1	0,010	1	50	0,010	0,000100	2,00000E-10
2.3	Nichtberücksichtigung des Leckstroms der Ionisationskammer*				0,010	1,73	0,006	1	2	0,006	0,000033	5,55555E-10
2.4	Unsicherheit der Barometerkalibrierung*				0,006	1	0,006	1	1000	0,006	0,000036	1,29600E-12
2.5	Änderung des Luftdrucks während der Messung*				0,000	1	0,000	1	50	0,000	0,000000	0,00000E+00
2.6	Abweichung zwischen dem gemessenen Luftdruck und dem im Kammerolumen*				0,000	1	0,000	1	50	0,000	0,000000	0,00000E+00
2.7	Unsicherheit der Thermometerkalibrierung*				0,034	1	0,034	1	50	0,034	0,001156	2,6767E-08
2.8	Änderung der Temperatur während der Messung*				0,000	1	0,000	1	50	0,000	0,000000	0,00000E+00
2.9	Abweichung zwischen der gemessenen Temperatur und der im Kammerolumen*				0,034	1,73	0,020	1	2	0,020	0,000385	7,42409E-08
2.10	Einfluss von Temperaturschwankungen auf den ionometrischen Messplatz*				0,010	1	0,010	1	2	0,010	0,000100	5,00000E-09
2.11	Abweichung der Luftfeuchte vom Bezugswert 50 % relativer Feuchte*				0,020	1,73	0,012	1	50	0,012	0,000133	3,55555E-10
3	Korrektionsfaktor für Feuchte k_h	1,0044	6,80E-04		0,068	1	0,068	1	8	0,068	0,004584	2,62615E-06
4	Korrektionsfaktor für Polaritätseffekt k_{pol}	1,000033	3,38E-04		0,034	1	0,034	1	50	0,034	0,001142	2,60999E-08
5	Korrektionsfaktor für Sättigungseffekt k_s	1,055723	7,55E-04		0,072	1	0,072	1	50	0,072	0,005114	5,23140E-07
6	Korrektionsfaktor für Positionierung in der Phantomtiefe k_{posT} (für 2mm Abweichung)	1,0000	0,00638		0,638	1,73	0,368	1	50	0,368	0,135661	3,68180E-04
7	Korrektionsfaktor für Positionierung in der Messebene k_{posE}	1,0006	2,00E-03		0,200	1	0,200	1	8	0,200	0,039952	1,99521E-04
8	Korrektionsfaktor für Lage in der Messebene k_{lag}	1,0053	0,0053		0,527	1,73	0,304	1	8	0,304	0,092649	1,07297E-03
9	Kammerolumen V	1,52E-06		m³								
9.1	Unsicherheit für Volumen der Original-HRK		4,90E-10 m³		0,032	1	0,032	1	50	0,032	0,001041	2,16574E-08
9.2	zusätzliche Unsicherheit von 0,1 % für Kopie der Kammer				0,100	1	0,100	1	50	0,100	0,010000	2,00000E-06
10	Luftdichte ρ	1,2050	1,00E-03 kg/m³		0,083	1,73	0,048	1	8	0,048	0,002236	6,58748E-07
11	Elementarladung e	1,60E-19	4,00E-27 C		0,000	1	0,000	1	1000	0,000	0,000000	3,88507E-26
12	Pulsiederholfrequenz des Beschleunigers prf	5 (Konstante)	1/s									
										Summe:	0,440257	0,001809
	mittlere Dosis pro Elektron \bar{D}	2,8303E-15 J/kg										
	relative kombinierte Standardmessunsicherheit $u(\bar{D})/\bar{D}$	0,66 %										
	effektiver Freiheitsgrad ν_{eff}	107										
	Überdeckungswahrscheinlichkeit p	95 %										
	Wert der t -Verteilung für die Überdeckungswahrscheinlichkeit t_p	1,98										
	Erweiterungsfaktor k	2										
	relative erweiterte Messunsicherheit U/\bar{D}	1,33 %										
	absolute erweiterte Messunsicherheit U/\bar{D}	3,76E-17 J/kg										

Anmerkung:
Die Messunsicherheit, der Erweiterungsfaktor und der Freiheitsgrad der mit * gekennzeichneten Einflussgrößen wurden einem Messunsicherheitsbudget zur Bestimmung von Strahlungsqualitätskorrektionsfaktoren entnommen. Es handelt sich dabei um typische Werte für Messungen mit Ionisationskammern, wie sie an der PTB durchgeführt werden.

B.2 Experimentelles Ergebnis mit Unsicherheitsbudget für die HRK3

Id. Nr.	Einflussgröße, Quelle der Unsicherheit	Wert der Einflussgröße	erweiterte Messunsicherheit	Einheit	relative erweiterte Messunsicherheit	Erweiterungsfaktor	relative Standard-Messunsicherheit	Sensitivitätskoeffizient	Freiheitsgrad	Unsicherheitsbeitrag	quadratischer Unsicherheitsbeitrag	
i	X_i		U_i		U_i/X_i in %	k_i	$u(X_i)/X_i$ in %	c_i	ν_i	$ c_i \cdot u(X_i)/X_i $ in %	$ c_i \cdot u(X_i)/X_i ^2$ in %	$ c_i \cdot u(X_i)/X_i ^4 / \nu_i$ in %
1	Konversionsfaktor für Luft $(M/e)_{ar}$	33.97	0.05 U/C		0.150	1	0.150	1	50	0.150	0.022500	1.01250E-05
2	Verhältnis aus mittlerem Kammerstrom und mittlerer korrigierter Pulsladung I/k_{nom}	0.018049		A/C	0.112	1	0.112	1	50	0.112	0.012589	3.16984E-06
2.1	Unsicherheit Typ B der Pulsadungsbestimmung				0.251	1	0.251	1	50	0.251	0.062952	7.92600E-05
2.2	Messunsicherheit der Stromstärkemesseneinrichtung *				0.010	1	0.010	1	50	0.010	0.000100	2.00000E-10
2.3	Nichtberücksichtigung des Leckstroms der Ionisationskammer *				0.010	1.73	0.006	1	2	0.006	0.000033	5.55555E-10
2.4	Unsicherheit der Barometerkalibrierung *				0.006	1	0.006	1	1000	0.006	0.000036	1.29600E-12
2.5	Änderung des Luftdrucks während der Messung *				0.000	1	0.000	1	50	0.000	0.000000	0.00000E+00
2.6	Abweichung zwischen dem gemessenen Luftdruck und dem im Kammer Volumen *				0.000	1	0.000	1	50	0.000	0.000000	0.00000E+00
2.7	Unsicherheit der Thermometerkalibrierung *				0.034	1	0.034	1	50	0.034	0.001156	2.6767E-08
2.8	Änderung der Temperatur während der Messung *				0.000	1	0.000	1	50	0.000	0.000000	0.00000E+00
2.9	Abweichung zwischen der gemessenen Temperatur und der im Kammer Volumen *				0.034	1.73	0.020	1	2	0.020	0.000385	7.42409E-08
2.10	Einfluss von Temperaturschwankungen auf den ionometrischen Messplatz *				0.010	1	0.010	1	2	0.010	0.000100	5.00000E-09
2.11	Abweichung der Luftfeuchte vom Bezugswert 50 % relativer Feuchte *				0.020	1.73	0.012	1	50	0.012	0.000133	3.55555E-10
3	Korrektionsfaktor für Feuchte k_h	1.0044	6.80E-04		0.068	1	0.068	1	8	0.068	0.004584	2.62615E-06
4	Korrektionsfaktor für Polaritätseffekt k_{pol}	0.99968	4.44E-04		0.044	1	0.044	1	50	0.044	0.001973	7.78248E-08
5	Korrektionsfaktor für Sättigungseffekt k_s	1.017485	5.26E-04		0.052	1	0.052	1	50	0.052	0.002672	1.42844E-07
6	Korrektionsfaktor für Positionierung in der Phantomtiefe k_{posT} (für 2mm Abweichung)	1.0000	0.00654		0.654	1.73	0.378	1	50	0.378	0.142572	4.06335E-04
7	Korrektionsfaktor für Positionierung in der Messebene k_{posE}	1.0007	2.30E-03		0.230	1	0.230	1	8	0.230	0.052826	3.48824E-04
8	Korrektionsfaktor für Lage in der Messebene k_{Fad}	1.0026	0.0026		0.259	1.73	0.150	1	8	0.150	0.022477	6.28131E-05
9	Kammer Volumen V	6.14E-06		m³	0.079	1	0.079	1	50	0.079	0.006166	7.60490E-07
9.1	Unsicherheit für Volumen der Original-HRK		4.82E-09 m³		0.100	1	0.100	1	50	0.100	0.010000	2.00000E-06
9.2	zusätzliche Unsicherheit von 0,1 % für Kopie der Kammer				0.083	1.73	0.048	1	8	0.048	0.002296	6.58748E-07
10	Luftdichte ρ	1.2050	1.00E-03 kg/m³		0.083	1.73	0.048	1	8	0.048	0.002296	6.58748E-07
11	Elementarladung e	1.60E-19	4.00E-27 C		0.000	1	0.000	1	1000	0.000	0.000000	3.88507E-26
12	Pulsiederholfrequenz des Beschleunigers pf	5 (Konstante)	1/s							Summe:	0.345491	0.000917
	normierte Dosis \bar{D}	2.7227E-15 J/kg										
	relative kombinierte Standardmessunsicherheit $u(\bar{D})/\bar{D}$		0.59 %									
	effektiver Freiheitsgrad ν_{eff}		130									
	Überdeckungswahrscheinlichkeit p		95 %									
	Wert der t -Verteilung für die Überdeckungswahrscheinlichkeit t_p		1.98									
	Erweiterungsfaktor k		2									
	relative erweiterte Messunsicherheit U/\bar{D}		1.18 %									
	absolute erweiterte Messunsicherheit U/\bar{D}		3.20E-17 J/kg									

Anmerkung:
Die Messunsicherheit, der Erweiterungsfaktor und der Freiheitsgrad der mit * gekennzeichneten Einflussgrößen wurden einem Messunsicherheitsbudget zur Bestimmung von Strahlungsqualitätskorrektionsfaktoren entnommen. Es handelt sich dabei um typische Werte für Messungen mit Ionisationskammern, wie sie an der PTB durchgeführt werden.

Erklärung

Ich versichere, dass ich die vorliegende Arbeit ohne unzulässige Hilfe Dritter und ohne Benutzung anderer als der angegebenen Hilfsmittel angefertigt habe. Die aus anderen Quellen direkt oder indirekt übernommenen Daten und Konzepte sind unter Angabe der Quelle gekennzeichnet.

Bei der Auswahl und Auswertung folgenden Materials haben mir die nachstehend aufgeführten Personen in der jeweils beschriebenen Weise unentgeltlich geholfen:

Aus der Arbeitsgruppe (AG) Hochenergetische Photonen- und Elektronenstrahlung des Fachbereichs Dosimetrie für die Strahlentherapie und Röntgendiagnostik der PTB Braunschweig:

1. Dr. R.-P. Kapsch: Hilfe bei der grundlegenden Konzeption des Benchmark-Experiments und Ansprechpartner bei Problemen mit EGSnrc-Simulationen;
2. Ch. Makowski: Unterstützung beim Aufbau des Benchmark-Experiments und bei den experimentellen Messungen;
3. K.-H. Mühlbradt: Durchführung von Modifikationen am ionometrischen Messplatz für das Benchmark-Experiment und am Messsystem für die Magnetfeldmessungen.

Außerdem aus dem Fachbereich Dosimetrie für die Strahlentherapie und Röntgendiagnostik:

4. A. Schlesner (AG Einheit der Wasser-Energiedosis): Erstellen einer Software zur Erfassung und grafischen Darstellung für die Messdaten der Strahlprofilmonitore.

Des Weiteren aus anderen Abteilungen der PTB Braunschweig:

5. Abteilung Fertigungsmesstechnik: Oberflächenbearbeitung und -charakterisierung des Bremsstrahlungstargets;
6. AG Magnetische Messtechnik: Bestimmung der magnetischen Suszeptibilität des Edelstahls der Vakuumkammer;
7. AG Festkörperdichte: Dichtebestimmung einer Wolfram-Kupfer-Probe.

Die oben aufgeführten Personen und Arbeitsgruppen bzw. Abteilungen sind nicht ausdrücklich in der Dissertation genannt und wurden daher an dieser Stelle aufgeführt. Davon abgesehen ist die Unterstützung durch weitere Personen in der Dissertation mit Quellenangabe dokumentiert.

Weitere Personen waren an der inhaltlich-materiellen Erstellung der vorliegenden Arbeit nicht beteiligt. Insbesondere habe ich hierfür nicht die entgeltliche Hilfe von Vermittlungs- bzw. Beratungsdiensten (Promotionsberater oder anderer Personen) in Anspruch genommen. Niemand hat von mir unmittelbar oder mittelbar geldwerte Leistungen für Arbeiten erhalten, die im Zusammenhang mit dem Inhalt der vorgelegten Dissertation stehen.

Die Arbeit wurde bisher weder im In- noch im Ausland in gleicher oder ähnlicher Form einer Prüfungsbehörde vorgelegt.

Ich bin darauf hingewiesen worden, dass die Unrichtigkeit der vorstehenden Erklärung als Täuschungsversuch bewertet wird und gemäß § 7 Abs. 8 der Promotionsordnung den Abbruch des Promotionsverfahrens zur Folge hat.

(Ort, Datum)

(Unterschrift)

